N.A. WLASSOW

NEUTRONEN

DVW

VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

N. A. WLASSOW

NEUTRONEN

VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

N. A. WLASSOW · NEUTRONEN

HOCHSCHULBÜCHER FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON FRANZ X. EDER UND ROBERT ROMPE

BAND 12

NEUTRONEN

VON

N. A. WLASSOW

VEB DEUTSCHER VERLAG DER WISSENSCHAFTEN

BERLIN 1959

Н. А. Власов
Нейтроны
Гостехиздат, Москва 1955

Die autorisierte Übersetzung lag in den Händen von Dipl.-Phys. W. Koeppe,
F. Spiegelberg und Dr. G. Wallis
Die wissenschaftliche Bearbeitung besorgte Dr. V. Bredel
Verantwortlicher Verlagsredakteur: I. Spiegelberg

Alle Rechte vorbehalten
Copyright 1959 by VEB Deutscher Verlag der Wissenschafen, Berlin
Printed in Germany
Lizenz-Nr. 206 · 435/6/59
Satz und Druck: VEB Leipziger Druckhaus, Leipzig III/18/203

INHALTSVERZEICHNIS

EINFÜHRUNG

Die Neutronen sind neben den Protonen Bestandteile der Atomkerne. Unter den stabilen Kernen gibt es nur einen, der kein Neutron enthält. Es ist der Kern des normalen Wasserstoffs, der nur aus einem Proton besteht. Der He^3-Kern ist aus nur einem Neutron und zwei Protonen zusammengesetzt. In den übrigen stabilen Kernen ist die Anzahl der Neutronen entweder größer oder mindestens ebenso groß wie die Anzahl der Protonen. Da die Masse der Stoffe hauptsächlich in den Atomkernen konzentriert ist, entspricht offensichtlich etwa die Hälfte der Masse aller auf der Erde, im Sonnensystem oder selbst im gesamten Weltall vorkommenden Stoffe Neutronen. Die gewaltigen Bewegungs- und Umwandlungsprozesse der Materie im Weltall sind verbunden mit Umwandlungen der Atomkerne und der sie bildenden Protonen und Neutronen, die somit Hauptträger der Energie im Weltall sind. Bekanntlich sind Kernumwandlungen in sonnenartigen Sternen die Quelle der gewaltigen Energiemengen, die als Strahlung von diesen Sternen emittiert werden.

Die Ergebnisse der Kernphysik, die die Ausnutzung der Energie der Atomkerne in der modernen Technik ermöglichen, sind zugleich eine reale Voraussetzung dafür, daß in unmittelbarer Zukunft Kernumwandlungen auch in der technischen Energetik die Hauptrolle spielen werden. Die Vorräte an Kernenergie auf der Erde sind praktisch unerschöpflich. Auf jeden Fall übertreffen sie bei weitem die Vorräte aller anderen Energiequellen, und der Heizwert des „Kern-Brennstoffs" ist einige Millionen mal größer als der Heizwert der Kohle oder anderer gewöhnlicher Brennstoffe. Damit Kern-Brennstoffe in breitem Umfang zur Befriedigung der praktischen Bedürfnisse ausgenutzt werden können, ist es erforderlich, neben der Entwicklung entsprechender Energieanlagen die Erforschung der Kernumwandlungen weiterzuführen. Da an allen Kernumwandlungen neben den Protonen auch Neutronen beteiligt sind, stellt die Erforschung der Eigenschaften der Neutronen offensichtlich eine der wichtigsten Aufgaben der Kernphysik dar.

Die Eigenschaften der Atomkerne und der Charakter ihrer Umwandlungen werden von den Wechselwirkungskräften zwischen Protonen und Neutronen bestimmt. Wären diese Kräfte ebenso gut bekannt, wie z. B. die elektromagnetischen Kräfte, die zwischen den Elektronen und den Kernen wirken, so könnte man die Eigenschaften der Atomkerne mit dem gleichen Erfolg voraussagen, wie in der Quantenmechanik die Atomeigenschaften.

Die Hauptkräfte, die zwischen Neutronen und Protonen wirken — die sogenannten Kernkräfte — sind nicht elektromagnetischer Natur. Bekanntlich sind die Kernkräfte auf sehr kleinen Entfernungen in der Größen-

ordnung von 10^{-13} cm beträchtlich und übertreffen (bei diesen Abständen) die Kräfte der COULOMBschen Abstoßung zwischen Protonen, und deshalb bestimmen hauptsächlich sie die Eigenschaften der Atomkerne. Es ist auch bekannt, daß die Kernkräfte keine zentralen Kräfte sind und nicht durch eine einfache Funktion des Abstandes, wie z. B. die COULOMB- oder die Gravitationskräfte, beschrieben werden können. Diese Erkenntnisse in Hinsicht auf die Kernkräfte reichen jedoch bei weitem nicht aus, um die Eigenschaften eines beliebigen Kerns zu berechnen. Deshalb stellen alle Kenntnisse bezüglich der Eigenschaften der Atomkerne (Masse, Energie der angeregten Niveaus, mechanisches und magnetisches Moment und dergleichen), über welche die moderne Kernphysik verfügt, einen Komplex experimenteller Angaben dar, der lediglich in einigen Fällen durch eine theoretische Analyse annähernd systematisiert wurde. Andererseits sind zur Schaffung einer abgeschlossenen Theorie der Kernkräfte umfangreiche experimentelle Angaben erforderlich. Es ist eine ausführliche und systematische Untersuchung der Wechselwirkung der Protonen und Neutronen mit den Atomkernen und untereinander notwendig, welche den Charakter der Kernkräfte allseitig erkennen läßt.

Die besten Objekte zur Erforschung dieser Wechselwirkung sind Neutronen. Obwohl die Kernkräfte auch zwischen geladenen Teilchen (Protonen, α-Teilchen) wirksam sind, treten doch wegen der COULOMBschen Abstoßung in der Kernwechselwirkung Komplikationen auf, und bisweilen kommen Kernkräfte gar nicht zur Geltung. Die Neutronen, die keine elektrische Ladung besitzen, erfahren auch keine COULOMBsche Wechselwirkung. Deshalb zeigt sich die Kernwechselwirkung der Neutronen mit anderen Teilchen und Kernen in reiner Form und kann bequem untersucht werden (insbesondere können sich langsame Neutronen Kernen ungehindert bis auf Abstände in der Größenordnung von 10^{-13} cm, in welchen die Kernkräfte in Erscheinung treten, nähern, während sich geladene Teilchen bis auf solche Abstände nur dann nähern können, wenn sie sehr schnell sind). Somit ist die Untersuchung der Neutroneneigenschaften überaus wichtig für die Lösung des Hauptproblems der Kernphysik, nämlich für die Aufstellung der Gesetze der Kernwechselwirkung.

Das Fehlen einer elektrischen Ladung und folglich einer COULOMBschen Abstoßung läßt die Neutronen zu einem sehr wirkungsvollen Mittel zur Beeinflussung der Atomkerne werden. Die Untersuchung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen gestattet es, das Schema der Energieniveaus der Kerne, d. h. eines ihrer Hauptcharakteristika, festzustellen.

Die Bestrahlung von Stoffen mit Neutronen führte zur Entdeckung der meisten gegenwärtig bekannten Kernumwandlungen. Während einer langen Zeit (bis zu den 40er Jahren) verfügte die Kernphysik nicht über genügend schnelle geladene Teilchen, die eine Spaltung schwerer Kerne hervorrufen konnten. Die Neutronen waren die einzigen Teilchen, die sich zur Umwandlung schwerer Kerne eigneten. Durch Bestrahlung mit Neutronen erhielt man die meisten künstlich-radioaktiven Elemente. Auch gegenwärtig gewinnt man die Mehrzahl der künstlich-radioaktiven Elemente sowohl in geringen als auch in großen Mengen durch Bestrahlung von Stoffen mit Neutronen.

Die Erforschung der mit Hilfe von Neutronen hervorgerufenen künstlichen Radioaktivität führte im Jahre 1939 zur Entdeckung der Spaltung schwerer Kerne, die unter Freisetzung großer Energiemengen verläuft. Die Emission sekundärer Neutronen bei der Spaltung eröffnete die Möglichkeit der Verwirklichung eines Kettenprozesses und die Ausnutzung der Spaltungsenergie im makroskopischen Ausmaße. Deshalb kommt in Kernreaktoren den Neutronen entscheidende Bedeutung zu, und die Untersuchung der Neutroneneigenschaften ist auch von diesem Gesichtspunkt aus äußerst wichtig.

Der Bau und die Inbetriebnahme verschiedener Kernreaktoren ermöglichen in breitem Umfang die Anwendung intensiver Neutronenbündel auch für praktische Zwecke. So fanden z. B. in letzter Zeit künstlich-radioaktive Isotope, die mit Hilfe von Kernreaktoren hergestellt werden, in der Chemie, Biologie und Medizin weitverbreitete Anwendung. Außerdem verwendet man Neutronenbündel zur Strukturanalyse verschiedener Stoffe, wobei Neutronen hierfür häufig ein wirkungsvolleres Mittel sind als Röntgenstrahlen.

Somit sind mit der Untersuchung der Neutronen folgende äußerst wichtige wissenschaftliche und praktische Aufgaben eng verbunden:

1. die Untersuchung der Kernwechselwirkung der Elementarteilchen und des Charakters der Kernkräfte;

2. die Untersuchung der Kernumwandlungen und der energetischen Zustände verschiedener Kerne;

3. die quantitative Analyse und die Strukturanalyse verschiedener Materialien;

4. die Ausnutzung von Kernenergie im Industriemaßstab;

5. die Herstellung künstlich-radioaktiver Isotope;

6. die biologischen Einwirkungen der Neutronen auf den Organismus.

Angesichts der umfangreichen wissenschaftlichen und technischen Anwendung der Neutronen sind der Erforschung ihrer Eigenschaften eine große Anzahl von Arbeiten gewidmet, die in verschiedenen Zeitschriften veröffentlicht wurden. Die Menge des in diesen Arbeiten zusammengefaßten Untersuchungsmaterials reicht bereits gegenwärtig vollkommen aus, um einen ganzen Abschnitt der Physik, nämlich die Neutronenphysik, abzugrenzen. In der vorliegenden Arbeit soll versucht werden, die Neutronenphysik systematisch darzustellen.

KAPITEL I

DIE GRUNDEIGENSCHAFTEN DES NEUTRONS

§ 1. Die Entdeckung des Neutrons

Im Jahre 1919 gelang RUTHERFORD erstmalig die künstliche Zertrümmerung des Stickstoffkerns mit Hilfe von α-Teilchen. Danach setzte eine intensive Untersuchung der künstlichen Kernumwandlung ein. Bis zum Jahre 1931 gab es keine Beschleuniger, die es gestatteten, Teilchen bis zu einer solchen Energie zu beschleunigen, wie sie für eine Kernzertrümmerung erforderlich ist. Der einzige bekannte Umwandlungsprozeß war die Reaktion (α, p), die mit Hilfe von α-Teilchen natürlich-radioaktiver Elemente durchgeführt wurde. Man stellte fest, daß die Mehrzahl der leichten Elemente bei der Beschießung mit α-Teilchen Protonen emittieren. Die Reaktion (α, p) wurde für fast alle Kerne beobachtet, deren Ladung nicht so groß ist, daß die COULOMBsche Abstoßung die Annäherung der α-Teilchen an den Kern verhindern könnte. Bis auf wenige Ausnahmen wurden alle leichten Elemente, einschließlich Kalium, einer Spaltung durch Beschießung mit α-Teilchen unterworfen. Unter den Ausnahmen befanden sich jedoch sehr leichte Elemente, z. B. Be und Li. Bei der Beschießung dieser Elemente mit α-Teilchen sind keine Protonen nachgewiesen worden. BOTHE und BECKER [1] bemerkten jedoch im Jahre 1930, daß diese und auch einige andere Elemente bei dem Beschuß mit α-Teilchen eine Strahlung emittieren, die durch Blei nur sehr wenig absorbiert wird und auf die das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr anspricht. Das große Durchdringungsvermögen dieser Strahlung gab Anlaß zu der Annahme, daß es sich hierbei um γ-Strahlen handelt. Man stellte Versuche an, um die Energie dieser γ-Strahlen an Hand ihres Absorptionskoeffizienten in Blei zu bestimmen. Dieser erwies sich jedoch als zu klein; er betrug nur 0,22 cm^{-1} [2]. Bekanntlich hat der Absorptionskoeffizient in Blei den geringsten Wert für γ-Strahlen mit einer Energie von 3—4 MeV, aber selbst in diesem Energieintervall ist er nicht kleiner als 0,46 cm^{-1}. Im Verlauf der Untersuchung dieser Strahlung bei Beryllium ergaben sich immer größere Widersprüche zu der Annahme, daß man es hierbei mit einer γ-Strahlung zu tun hat.

CURIE und JOLIOT [3] stellten mit Hilfe einer Ionisationskammer fest, daß die nachgewiesene Strahlung aus Paraffin Protonen herausschlägt, deren Reichweite in Luft bis zu 26 cm beträgt. Dies entspricht einer Energie von 4,3 MeV. Das Auftreten von Rückstoßprotonen wurde durch die Beobachtung ihrer Spuren in der WILSON-Kammer auch direkt nachgewiesen. Unter der Annahme, daß diese Rückstoßprotonen als Ergebnis eines Stoßes mit

γ-Quanten, analog zum COMPTON-Effekt an Elektronen, entstehen, kann man die hierzu erforderliche Energie der γ-Quanten berechnen.

Aus der bekannten Gleichung

$$\lambda' = \lambda - \frac{h}{Mc}(1 - \cos\theta)$$

von DEBYE-COMPTON (λ und λ' sind entsprechend die Wellenlängen der einfallenden und gestreuten Quanten, θ ist der Streuwinkel) erhält man durch Anwendung des Energieerhaltungssatzes

$$h\nu = h\nu' + E$$

(ν und ν' sind die Frequenzen der einfallenden und gestreuten Quanten, während E die kinetische Energie der Rückstoßteilchen darstellt) leicht eine Beziehung zwischen E und $h\nu$ für den zentralen Stoß ($\theta = 180°$), bei welchem die Rückstoßenergie E einen maximalen Wert aufweist. Diese Beziehung hat die Form

$$E = \frac{2h\nu}{1 + \frac{Mc^2}{h\nu}}.$$

Hierbei ist M die Masse des Protons.

Setzen wir in diese Formel für E 4,3 MeV und als Ruhenergie des Protons $Mc^2 = 931$ MeV ein, so erhalten wir $h\nu = 47$ MeV.

Auf Grund einer solchen Berechnung folgerten CURIE und JOLIOT, daß für den Fall der Bildung der von ihnen beobachteten Rückstoßprotonen bei der Streuung von γ-Quanten an Protonen, die Energie dieser Quanten etwa 50 MeV betragen muß. Bereits damals war der Schluß möglich, daß bei einer solchen Annahme die Energiebilanz nicht mit dem Energieerhaltungssatz übereinstimmt. Man stellte außerdem fest, daß die Anzahl der Rückstoßprotonen einige tausendmal größer ist, als die, welche auf Grund der experimentell gut bestätigten Formel von KLEIN-NISHINA für die Wahrscheinlichkeit des COMPTON-Effektes zu erwarten war.

CHADWICK [4] konnte mittels einer Impuls-Ionisationskammer (Abb. 1) mit Linearverstärker und Oszillographen nachweisen, daß die bei der Beschießung von Beryllium mit α-Teilchen entstehende Strahlung nicht nur zur Bildung von Protonen, sondern auch anderer Rückstoßkerne führt, nämlich zur Bildung von Kernen des Lithiums, Berylliums, Bors, Kohlenstoffs und Stickstoffs. Die Energie dieser Kerne konnte man entweder aus der Größe des Impulses in der Ionisationskammer oder aus der Reichweite (Abb. 2) bestimmen. CHADWICK führte beide Messungen aus und stellte fest, daß die Energie der Stickstoffrückstoßkerne 1,2 MeV beträgt. Damit solche Rückstoßkerne beim COMPTON-Effekt auftreten können, müssen die γ-Quanten eine noch größere Energie – etwa 70 MeV – besitzen.

Abb. 1. Schema der CHADWICKschen Apparatur, mit der das Neutron entdeckt wurde

1 zur Pumpe, *2* Po-Quelle, *3* Be, *4* zum Verstärker und Oszillographen

Auf Grund einer Analyse der Versuchsergebnisse kam Chadwick zu dem Schluß, daß die von Bothe und Becker entdeckte Strahlung nicht aus γ-Quanten besteht, sondern aus Teilchen mit einer endlichen Ruhmasse. Diese Hypothese stimmte mit allen experimentellen Ergebnissen vortrefflich überein. Da die beobachteten Teilchen ein großes Durchdringungsvermögen besaßen und keine direkte Ionisation in der Wilson-Kammer hervorriefen, mußte ihre Ladung sehr klein oder gleich Null sein. Man bezeichnete sie daher als Neutronen.

Abb. 2. Eine der ersten von Rasetti in der Wilson-Kammer beobachteten Rückstoßprotonenspuren

Eine quantitative Abschätzung der oberen Grenze der Ladung eines Neutrons ergab sich aus den Ergebnissen einer speziellen Untersuchung, die von Dee [5] im Anschluß an die Chadwickschen Experimente durchgeführt wurde. Bei der Beobachtung des Durchganges der Neutronen durch das Gas der Wilson-Kammer stellte Dee fest, daß ein Neutron auf einer Weglänge von 3 m nicht mehr als ein Ionenpaar erzeugt. Dies bedeutet, daß die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen sehr schwach ist. Die Ladung des Neutrons muß demzufolge sehr klein sein. Vergleicht man die von Dee bestimmte obere Grenze der Ionisationsdichte (weniger als 10^{-3} Ionenpaare pro cm) mit der Ionisationsdichte eines Protons, dessen Energie mehrere Megaelektronenvolt beträgt (in der Größenordnung von 10^3 Ionenpaaren pro cm), und berücksichtigt man, daß die Wahrscheinlichkeit der Ionisation dem Quadrat der Ladung der ionisierenden Teilchen proportional ist, so erkennt man leicht, daß die Ladung des Neutrons höchstens den tausendsten Teil der Ladung eines Protons betragen kann. Da die elektrische Ladung nicht in kleineren Mengen als die der Ladung des Protons (oder Elektrons) vorkommt, nimmt man die Neutronenladung natürlich gleich Null an.

Aus den Meßergebnissen von Chadwick ließ sich auch die Masse des Neutrons bestimmen. Betrachtet man nur die zentralen Stöße mit maximaler Energieübertragung an den Rückstoßkern, so kann man Impuls- und Energieerhaltungssatz in der Form

$$mv = mv' + MV, \qquad mv^2 = mv'^2 + MV^2$$

schreiben. Hierbei ist m die Neutronenmasse, v und v' die Geschwindigkeiten des Neutrons vor und nach dem Stoß, M und V Masse und Geschwindigkeit des Rückstoßkerns.

Durch Elimination von v' erhalten wir hieraus

$$V = \frac{2m}{M+m} v.$$

Zur Bestimmung der Neutronenmasse m muß die maximale Rückstoßenergie zweier verschiedener Kerne $E_1 = \frac{M_1 V_1^2}{2}$ und $E_2 = \frac{M_2 V_2^2}{2}$ gemessen werden. Außerdem ist die Kenntnis ihrer Massen M_1 und M_2 erforderlich. Durch Bildung des Verhältnisses der gewonnenen Ausdrücke für V erhalten wir

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_2 + m}{M_1 + m}.$$

CHADWICK setzte hier die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten der Rückstoßkerne von Wasserstoff und Stickstoff, nämlich die Werte $3{,}3 \cdot 10^9$ und $4{,}7 \cdot 10^8$ cm/sec, ein und erhielt

$$m = 1{,}15 \text{ M. E.}^{1)}$$

Er schloß daraus, daß die Neutronenmasse praktisch mit der Protonenmasse übereinstimmt. Die Umwandlung des Berylliums bei der Beschießung mit α-Teilchen ist folglich mit einer Neutronenemission verbunden.

Weitere Versuche haben die Folgerungen von CHADWICK glänzend bestätigt. Durch Untersuchung der Eigenschaften des Neutrons wurde die Kernphysik um sehr interessante Erkenntnisse bereichert und eine ernsthafte Schwierigkeit [6], die damals im Zusammenhang mit der Hypothese über den Aufbau der Kerne aus Protonen und Elektronen bestand, beseitigt.

Die Entdeckung des Neutrons führte zu einer schnellen Entwicklung kernphysikalischer Untersuchungen. Das Anfangsstadium dieser Untersuchungen ist in einer Reihe von Büchern [7, 8, 9] dargestellt. Die bedeutendsten Ergebnisse bei der Untersuchung der Neutroneneigenschaften wurden von FERMI, AMALDI und Mitarbeitern in Italien gewonnen. Sie entdeckten das Auftreten der Radioaktivität bei Bestrahlung von Substanzen mit Neutronen und zeigten, daß nicht nur in leichten, sondern auch in schweren Elementen eine Aktivität hervorgerufen wird. So wurde bereits im Jahre 1934 bei Bestrahlung von Uran mit Neutronen die Bildung mehrerer radioaktiver Isotope entdeckt. Die Untersuchung dieses Problems wurde, wie ja bekannt ist, in vielen Laboratorien der Welt weitergeführt. Sie führte durch HAHN und STRASSMANN zur Entdeckung der Spaltung schwerer Kerne. FERMI entwickelte als erster die Theorie der Bremsung von Neutronen durch Wasserstoff und prüfte sie experimentell.

FERMIS Entdeckung der durch Neutronen hervorgerufenen Radioaktivität lieferte eine effektive Methode zur Untersuchung der Neutroneneigenschaften. Derartige Untersuchungen wurden auch in vielen anderen Laboratorien —

---

1) Hier und im weiteren werden die Massen der Atome und Kerne in sogenannten physikalischen Masseneinheiten ausgedrückt, in denen die Masse des Sauerstoffisotops O^{16} mit genau 16 Einheiten angenommen wird; man bezeichnet diese Einheit mit M. E. — Masseneinheit.

auch in der Sowjetunion — durchgeführt. Im Leningrader Physikalisch-Technischen Institut untersuchte eine Gruppe Physiker unter Leitung von I. W. KURTSCHATOW die Wechselwirkung der Neutronen mit Substanzen, wobei durch Neutronenbestrahlung eine Reihe radioaktiver Isotope erhalten wurde. Im Verlaufe dieser Arbeiten wurde bekanntlich von den Brüdern KURTSCHATOW, von RUSSINOW und MYSSOWSKI [10] die Kernisomerie bei künstlich-radioaktiven Isotopen entdeckt und die selektive Absorption langsamer Neutronen gründlich untersucht. In der Untersuchung von ARZIMOWITSCH, KURTSCHATOW, MYSSOWSKI und PALIBIN [11] wurde gezeigt, daß diese Absorption den Charakter einer Resonanz hat. Spätere Untersuchungen bestätigten den Resonanzcharakter der selektiven Absorption und führten zu einer gründlichen Überprüfung des Charakters der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen, die ihren Ausdruck in der bekannten Arbeit von BOHR [12] fand.

An der Leningrader Universität untersuchten LUKIRSKI und ZAREWA den Prozeß der Neutronenbremsung. Wie auch in anderen Laboratorien, wurde von ihnen das Auftreten thermischer Neutronen in Paraffin festgestellt und die Einstellung eines thermischen Gleichgewichtes zwischen den Neutronen und dem Paraffin nachgewiesen [13]. Es wurde die bremsende Wirkung des Bleis auf Neutronen festgestellt, und man deutete diese Erscheinung als Ergebnis einer unelastischen Kernstreuung [7].

Im Charkower Physikalisch-Technischen Institut führten LEIPUNSKI und Mitarbeiter vielseitige Untersuchungen der Wechselwirkung monochromatischer Photoneutronen und langsamer Neutronen mit Substanzen durch. Man stellte fest, daß der Resonanzcharakter der Wechselwirkung mit Kernen nicht nur für langsame, sondern auch für schnelle Neutronen kennzeichnend ist. Die Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkung zwischen Photoneutronen und Kernen erwiesen sich im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen mit schnellen Neutronen eines kontinuierlichen Spektrums, die eine leichte Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von den Kerndimensionen erkennen ließen, von Kern zu Kern als stark veränderlich [14].

Zur Zeit der Entdeckung der Spaltung schwerer Kerne wurden in der Sowjetunion umfangreiche neutronenphysikalische Untersuchungen in vielen physikalischen Laboratorien durchgeführt. Im Verlaufe dieser Untersuchungen wurden in den UdSSR neben der Klärung verschiedener Besonderheiten des Spaltungsprozesses viele grundsätzliche Eigenschaften des Spaltungsprozesses aufgefunden. So entdeckten z. B. PETRSHAK und FLEROW [15] die spontane Spaltung des Urans — eine Erscheinung, die große wissenschaftliche und praktische Bedeutung hat. Die wesentlichste Besonderheit des Spaltungsprozesses, die es ermöglicht, ihn zur Durchführung einer Kettenreaktion auszunutzen, besteht darin, daß sekundäre Neutronen in einer Anzahl ν emittiert werden, die größer als Eins ist. Die Beweisführung hierfür und die Bestimmung der Größe ν findet man in der Arbeit von RUSSINOW und FLEROW [16]. Die durch zahlreiche weitere Untersuchungen bestätigten Ergebnisse dieser Arbeit lieferten die experimentelle Grundlage für die Fragestellung über die Möglichkeit der Auslösung einer Kettenreaktion der Kernspaltung und ihrer Anwendung.

Die wichtigsten Besonderheiten einer Kettenreaktion wurden von SELDOWITSCH und CHARITON [17] untersucht. Sie formulierten die Bedingungen, unter denen eine Kettenreaktion möglich ist, und untersuchten die Tauglichkeit verschiedener Systeme für die praktische Realisierung einer Kettenreaktion. Insbesondere erkannte SELDOWITSCH als erster die Bedeutung der verzögerten Neutronen für die Regelung der Kettenreaktion. Die wichtigsten Ergebnisse der Vorkriegsarbeiten in der Sowjetunion auf dem Gebiet der Neutronenphysik wurden auf kernphysikalischen Konferenzen in den Jahren 1939 und 1940 vorgetragen und erörtert.

Der Krieg mit Hitler-Deutschland forderte den Einsatz aller Hilfsquellen der Sowjetunion. Durch ihn wurden die kernphysikalischen Untersuchungen praktisch über mehrere Jahre hinaus unterbrochen. Die führenden Wissenschaftler in den physikalischen Laboratorien waren mit der Lösung dringender Verteidigungsaufgaben beschäftigt, während die Hauptkader der jungen Physiker in die Armee berufen waren und direkt am Kampfgeschehen teilnahmen. Einige der Laboratorien waren wegen der feindlichen Okkupation gezwungen, ihre Arbeit einzustellen (z. B. in Charkow), andere infolge der schweren Bedingungen der Blockade (so in Leningrad). Alles dieses führte zu einer langsameren Entwicklung der kernphysikalischen Untersuchungen in der Sowjetunion und bedingte einen zeitweiligen Rückstand der sowjetischen Kernphysik in den Kriegsjahren gegenüber dem Niveau der Entwicklung auf diesem Gebiet in Amerika. Dort war es nicht nur möglich, das Entwicklungstempo beizubehalten, sondern es sogar noch wesentlich zu steigern. In den Nachkriegsjahren ist dieser Rückstand in beträchtlichem Maße aufgeholt worden. Die sowjetische Physik hat sich auf das Niveau der modernen Wissenschaft erhoben, wobei sie den Weg umfangreicher wissenschaftlicher Untersuchungen und ihrer praktischen Anwendungen in kürzester Zeit zurücklegte.

§ 2. Die Masse des Neutrons

Die Bestimmung der Neutronenmasse wurde erstmalig von CHADWICK auf Grund der Versuche vorgenommen, die zur Entdeckung des Neutrons geführt hatten. Die Messung der Energie verschiedener durch Neutronen hervorgerufener Rückstoßkerne kann als Grundlage eines Verfahrens zur Bestimmung der Neutronenmasse dienen. Dieses Verfahren erweist sich jedoch als ungenau, da die Energie der Rückstoßkerne aus ihrer Reichweite oder aus der von ihnen in der Ionisationskammer erzeugten totalen Ionisation bestimmt werden muß. Indessen sind die empirischen Beziehungen zwischen Weglänge und Energie, aber auch zwischen Ionisation und Energie, nicht genau genug, insbesondere für Kerne, die schwerer sind als α-Teilchen und zudem noch eine geringe kinetische Energie besitzen. Deshalb erwies sich die ursprünglich von CHADWICK an Hand der Rückstoßkerne durchgeführte Bestimmung der Neutronenmasse als ziemlich ungenau.

Später vorgenommene Bestimmungen der Masse des Neutrons beruhen auf einer Analyse der Energiebilanz verschiedener Kernreaktionen, die entweder

zur Bildung freier Neutronen führen oder unter Neutroneneinfang verlaufen. Eine solche Reaktion, nämlich die Reaktion $B^{11}(\alpha, n)N^{14}$, wurde wiederum von CHADWICK bald nach der Entdeckung des Neutrons herangezogen. Zur Bestimmung der Neutronenmasse auf Grund dieser Reaktion ist es erforderlich, die Massen von B^{11}, α und N^{14} und die Energie der α-Teilchen zu kennen, mit denen der Beschuß vorgenommen wird. Außerdem hat man die Energie der Reaktionsprodukte, d. h. die Neutronenenergie E_n und die Energie des Stickstoffkerns E_N zu messen. In der Praxis ist es jedoch hinreichend, lediglich E_n zu messen, da E_N eine kleine Größe ist, die mit hinreichender Genauigkeit selbst dann berechnet werden kann, wenn man für die Neutronenmasse einen Näherungswert annimmt. Die Neutronenenergie wurde von CHADWICK aus der Energie vorwärtsfliegender Rückstoßprotonen ermittelt, d. h. solcher Rückstoßprotonen, die beim zentralen Stoß auftreten. Da die Energie der Protonen auch hier aus ihrer Reichweite bestimmt wurde, hat sich diese Methode ebenfalls als ungenau erwiesen. Außerdem ist für die Bestimmung der Neutronenmasse im gegebenen Fall die Kenntnis der Massen dreier anderer Kerne erforderlich, die ebenfalls nicht hinreichend genau bekannt sind.

Spätere Bestimmungen von m beruhen auf einer Untersuchung der Energiebilanz der Reaktionen (n, p), (p, n), (d, n) und (γ, n) mit leichten Kernen [19, 20, 21]. Die Mehrzahl dieser Bestimmungen läuft darauf hinaus, die Differenz der Massen eines Neutrons und eines Wasserstoffkerns zu ermitteln. Sie bestehen also in einem direkten Vergleich der Neutronenmasse mit der sehr genau bekannten Masse des Protons.

Von den (n, p)-Reaktionen ist die Reaktion $N^{14}(n, p)C^{14}$ für die Untersuchung geeignet. Da diese Reaktion mit langsamen Neutronen eingeleitet werden kann, ist es möglich, die kinetische Energie des Neutrons zu vernachlässigen und sie nicht in der Energiebilanz zu berücksichtigen. Der Energieerhaltungssatz kann in diesem Fall in der Form $N^{14} + n = C^{14} + H^1 + Q$ geschrieben werden, wobei Q die Reaktionsenergie ist und die Atom- und Teilchensymbole deren Ruhenergie kennzeichnen. Hieraus folgt $n - H^1 = C^{14} - N^{14} + Q$, d. h., die in Energieeinheiten ausgedrückte Massendifferenz zwischen einem Neutron und dem Wasserstoffatom $n - H^1$ ist gleich der Massendifferenz $C^{14} - N^{14}$ plus Reaktionsenergie Q. Die Reaktionsenergie findet man aus der Energie des emittierten Protons. Es ist leicht zu erkennen, daß $Q = \frac{15}{14} E_p$ ist, wenn mit E_p die Protonenenergie bezeichnet wird.

Die Ungenauigkeit der gegebenen Methode ergibt sich hauptsächlich aus der Messung von E_p. Die Massendifferenz $C^{14} - N^{14}$ kann ziemlich genau bestimmt werden, da der C^{14}-Kern radioaktiv ist und durch β-Zerfall wieder in N^{14} übergeht. Für diesen Übergang läßt sich die Energiebilanz in der Form $C^{14} - N^{14} = E_\beta + \nu$ schreiben. Hierbei ist E_β die Grenze des β-Spektrums von C^{14} und ν die Masse des Neutrinos. Somit ist $n - H^1 = Q + E_\beta + \nu$. Die Ruhenergie des Elektrons tritt in der Bilanz nicht in expliziter Form auf, da in die Gleichungen die Atommassen eingehen. Unter Benutzung der bekannten [21] Werte $Q = 0{,}626$ MeV und $E_\beta = 0{,}156$ MeV erhalten wir, wenn wir $\nu = 0$ setzen, $n - H^1 = 0{,}782$ MeV.

Genauso kann man zur Bestimmung der Masse des Neutrons auch eine andere (n, p)-Reaktion benutzen, nämlich

$$He^3(n, p)\,H^3.$$

In diesem Fall ist $Q = 0{,}765$ MeV, $E_\beta = 0{,}0185$ MeV, woraus sich $n - H^1$ zu 0,783 MeV ergibt.

Als Beispiel für (p, n)-Reaktionen sei die Reaktion C^{13} (p, n) N^{13} angeführt. Die Energiebilanz läßt sich in diesem Fall in der Form

$$C^{13} + H^1 = N^{13} + n + Q,$$
$$n - H^1 = C^{13} - N^{13} - Q$$

schreiben.

Die Differenz $N^{13} - C^{13}$ läßt sich auch aus dem β-Zerfall bestimmen. Da es sich im gegebenen Fall um einen Positronenzerfall handelt, kann man die Energiebilanz in folgender Form schreiben: $N^{13} - C^{13} = E_\beta + 2m_0c^2 + \nu$. Die zweifache Ruhenergie des Elektrons $2m_0c^2$ tritt hier deshalb auf, weil wir die Atommassen und nicht die Massen der Kerne benutzen.

Da die Energie dieser Reaktion negativ ist, existiert für sie ein Schwellenwert, d. h., sie kann erst dann eingeleitet werden, wenn die Protonenenergie E_p größer ist als ein Minimalwert S, der mit Q durch die einfache Beziehung $Q = -\frac{13}{14} S$ verbunden ist. Diese Beziehung folgt daraus, daß $\frac{1}{14} E_p$ an den Rückstoßkern übertragen wird. Zur Bestimmung von $n - H^1$ ist es also hinreichend, den Schwellenwert der Reaktion C^{13} (p, n) N^{13} zu messen. Endgültig ist $n - H^1 = |Q| - E_\beta - 2m_0c^2 - \nu$. Setzen wir die bekannten Werte $Q = 3{,}003$ MeV, $E_\beta + 2m_0c^2 = 2{,}222$ MeV ein und nehmen wir die Masse des Neutrinos mit $\nu = 0$ an, so erhalten wir $n - H^1 = 0{,}781$ MeV.

Von den Reaktionen dieses Typs sind bisher die folgenden ziemlich gut untersucht worden: H^3 (p, n) He^3 ($Q = -0{,}7637$ MeV, $E_\beta(H^3) = 0{,}0155$ MeV); B^{11} (p, n) C^{11} ($Q = -2{,}762$ MeV, $E_\beta(C^{11}) = 2{,}003$ MeV); C^{14} (p, n) N^{14} ($Q = -0{,}620$ MeV, $E_\beta(C^{14}) = 0{,}156$ MeV).

In allen angeführten Fällen kann die Massendifferenz der an den Reaktionen beteiligten Kerne ziemlich genau aus der Energie des β-Zerfalls bestimmt werden und die Energie Q aus dem Schwellenwert der Reaktion. Für endotherme (p, n)-Reaktionen ist der Schwellenwert scharf ausgeprägt, und er läßt sich experimentell mit sehr großer Genauigkeit messen. Deshalb können alle diese Reaktionen zur zuverlässigen und genauen Bestimmung der Neutronenmasse benutzt werden.

Die genaueste Methode zur Bestimmung der Masse des Neutrons an Hand der Massendifferenz zwischen einem Neutron und einem Wasserstoffkern beruht auf der Messung der Bindungsenergie des Deuterons und der Massendifferenz zwischen dem Deuteron und dem Wasserstoffmolekül. Wir gehen von den folgenden Gleichungen aus

$$n + H^1 = D^2 + \varepsilon_D,$$
$$2H^1 = H_2^1.$$

(H_2^1 ist die Masse des Wasserstoffmoleküls, ε_D die Bindungsenergie des Deuterons.)

Durch Subtraktion der zweiten Gleichung von der ersten erhalten wir

$$n - H^1 = \varepsilon_D - (H_2^1 - D^2).$$

Die Massendifferenz zwischen molekularem Wasserstoff und Deuterium ($H_2^1 - D^2$) läßt sich sehr genau mit Hilfe eines Massenspektrographen mit hohem Auflösungsvermögen an Hand der Dublettmethode messen. Die Genauigkeit der Bestimmung von $n - H^1$ hängt im gegebenen Fall praktisch nur von der Meßgenauigkeit ab, mit der die Bindungsenergie des Deuterons ε_D ermittelt wird. Die Bindungsenergie des Deuterons kann man entweder aus der Photospaltung $D^2(\gamma, n)H^1$ oder auf Grund der im umgekehrten Prozeß — dem Einfang eines Neutrons durch ein Proton $H^1(n, \gamma)D^2$ — emittierten γ-Strahlung bestimmen.

In einer Reihe von Arbeiten [19] bestimmte man ε_D aus der Spaltung des Deuterons mit monochromatischen γ-Strahlen des ThC″ ($h\nu = 2{,}615$ MeV) oder Na^{24} ($h\nu = 2{,}755$ MeV). Bei der Photospaltung wird ein Teil der Energie des Quants, und zwar ε_D zur Lösung der Bindung aufgewendet, während sich der Rest zu ungefähr gleichen Teilen auf das Proton und Neutron verteilt. Mit hinreichender Genauigkeit kann man die Energien des Protons und Neutrons als gleich annehmen. Deshalb ist es zur Bestimmung von ε_D notwendig, die Energie des Quants und die Energie der Teilchen — entweder des Protons oder des Neutrons — zu kennen. Der Einfachheit halber mißt man meist die Energie des Protons. So wurde z. B. in den Versuchen CHADWICKS und anderer [22] die Photospaltung des Deuterons durch γ-Strahlen des ThC″ an Hand der Protonenspuren in einer WILSON-Kammer registriert. Durch Messung der Länge der Protonenspuren und Bestimmung der Energie aus der bekannten Beziehung zwischen Weglänge und Energie fanden die Autoren, daß $\varepsilon_D = 2{,}25$ MeV beträgt.

In einer Reihe anderer Untersuchungen [21] wurde ε_D an Hand des Schwellenwertes der Deuteronen-Photospaltung mit γ-Strahlen eines kontinuierlichen Spektrums, dessen obere Grenze veränderlich ist, bestimmt. Solche γ-Strahlen lassen sich leicht mit einem Betatron erzeugen. Die Energie des Schwellenwertes der Photospaltung kann man ε_D gleichsetzen, obwohl der Schwellenwert, streng genommen, etwas größer ist als ε_D. Die Differenz ist jedoch so gering, daß sie in dem gegebenen Fall vernachlässigt werden kann.

Die zahlreichen Bestimmungen von ε_D, die bis zum Jahre 1947 nach den genannten Methoden vorgenommen wurden, sind von STEPHENS [19] analysiert worden und lieferten den Mittelwert $\varepsilon_D = 2{,}185$ MeV, der ziemlich lange als sicher und zuverlässig galt.

In den Jahren 1948 bis 1950 wurden Meßergebnisse über die Energie der γ-Strahlen veröffentlicht, welche beim Einfang langsamer Neutronen durch Protonen emittiert werden [23]. Man erhielt in diesen Experimenten einen größeren Wert für ε_D, und zwar 2,230 MeV. Die Energie der γ-Strahlen wurde mit einem Magnetlinsenspektrometer durch Vergleich mit der Energie der γ-Strahlen von RaC gemessen (Abb. 3). Der erhaltene Wert unterscheidet

sich von dem aus früheren Messungen bekannten Wert (2,185) um eine die Meßfehler übersteigende Größe. Der Wert wird (siehe z. B. [21]) als der zuverlässigste angesehen; er gilt als der beste Wert, der bis zum Jahre 1950 gemessen wurde.

Benutzt man den von ROBERTS und NIER [24] im Jahre 1950 erhaltenen Wert $H_2^1 - D^2 = 1{,}442$ MeV und setzt $\varepsilon_D = 2{,}230$ MeV, so findet man $n - H^1 = 0{,}783$ MeV.

Für die Masse des Wasserstoffatoms wurde auf Grund massenspektroskopischer Untersuchungen [20] der Wert $H^1 = 1{,}0081374$ M. E. angenommen. Die Masse des Neutrons ergibt sich dann zu

$$n = 1{,}008977 \text{ M. E.}$$

Somit übertrifft die Masse des Neutrons die Protonenmasse um 1,299 MeV, d. h. um mehr als 2,5 Elektronenmassen.

Abb. 3. Spektren der Photoelektronen aus K- und L-Schalen, die durch RaC-γ-Strahlen und γ-Strahlen der Reaktion H (n, γ) D erzeugt wurden

§ 3. Die Radioaktivität des Neutrons

Der Massenüberschuß des Neutrons gegenüber der Protonenmasse ist so groß, daß die Umwandlung des Neutrons in ein Proton und Elektron durch β-Zerfall energetisch durchaus möglich ist. Im Zusammenhang hiermit wurde bereits nach den ersten Bestimmungen der Neutronenmasse durch CHADWICK und GOLDHABER [25] die Vermutung ausgesprochen, daß das Neutron radioaktiv ist. Aus der Theorie folgt, daß der β-Zerfall des Neutrons erlaubt sein muß. Man kann daher die Halbwertszeit des Neutrons abschätzen, wenn man weiß, daß die Zerfallsenergie 1,299 MeV beträgt. Dies ist z. B. auf Grund des Mittelwertes des Produktes $\tau \cdot f$ für die erlaubten β-Zerfälle möglich. Hierbei ist τ die mittlere Lebensdauer des Kerns und f eine aus der Theorie des β-Zerfalls bekannte Funktion der Zerfallsenergie, die sich auch für das Neutron berechnen läßt. Die theoretischen Erwägungen zeigen, daß die Halbwertszeit des Neutrons von der Größenordnung einer halben Stunde sein muß. Eine solche Halbwertszeit ist sehr groß im Vergleich zur mittleren Lebensdauer der Neutronen in einer Substanz. Beim Durchgang durch Substanzen werden die Neutronen ziemlich schnell von den Kernen eingefangen. Die Lebensdauer freier Neutronen ist daher von der Größenordnung einiger Milli- oder gar Mikrosekunden. Folglich wird die überwiegende Mehr-

heit der Neutronen beim Durchgang durch Substanzen eingefangen, und von 1000000 Neutronen hat im Höchstfall ein einziges Neutron die Gelegenheit, zu zerfallen, bevor es eingefangen wird. Es ist daher sehr schwierig, den Neutronenzerfall beim Durchgang der Neutronen durch Substanzen zu beobachten. Man kann ihn jedoch im Vakuum untersuchen, wo kein die Beobachtung störender Einfang erfolgt. Leider besteht aber nicht die Möglichkeit, die Neutronen in einem bestimmten evakuierten Volumen so lange zurückzuhalten, bis sie zerfallen. Man kann nur ein Neutronenbündel durch dieses Volumen hindurchschicken. Jedes Neutron wird sich dann eine bestimmte Zeit, die der Geschwindigkeit der Neutrons umgekehrt proportional ist, in diesem Volumen aufhalten. Ist l die Weglänge des Neutrons im entsprechenden Raum, so beträgt die Verweilzeit $t = \frac{l}{v}$. Das Neutron zerfällt mit um so größerer Wahrscheinlichkeit in dem gegebenen Volumen, je größer t ist. Daher sind die Bedingungen für die Beobachtung des Zerfalls um so günstiger, je kleiner die Geschwindigkeit der Neutronen ist. Benutzt man thermische Neutronen mit einer Geschwindigkeit von $v \approx 10^5$ cm/sec und ist $l = 10$ cm, so erhält man $t = 100\,\mu$sec. Bei einer Halbwertszeit von 10^3 sec beträgt die Zerfallswahrscheinlichkeit eines thermischen Neutrons auf einer Weglänge von 10 cm etwa 10^{-7}. Das bedeutet, daß von zehn Millionen thermischer Neutronen, die durch das gegebene Volumen treten, im Mittel ein Neutron zerfallen wird. Zur Beobachtung des Neutronenzerfalls im Vakuum ist es deshalb notwendig, sehr intensive Bündel langsamer Neutronen zu benutzen. Aber selbst mit solchen Bündeln erweist sich die Beobachtung des Zerfalls als ein sehr schwieriges Problem.

Experimentelle Untersuchungen des Neutronenzerfalls sind gleichzeitig in der Akademie der Wissenschaften der UdSSR von Spiwak und Sosnowski [26], in den USA von Snell, Miller, Pleasonton und McCord [27] und in Kanada von Robson [28] durchgeführt worden. Die ersten Bestimmungen der Halbwertszeit wurden im Jahre 1950 vorgenommen. Nach den Angaben von Spiwak und Sosnowski liegt die Halbwertszeit des Neutronenzerfalls zwischen 8 und 19 Minuten, nach Angaben von Snell und anderen zwischen 10 und 30 Minuten und den Angaben Robsons zufolge zwischen 9 und 25 Minuten. Die Untersuchungsmethode des Zerfalls ist in allen drei Arbeiten im wesentlichen die gleiche.

In Abb. 4 ist das Schema der experimentellen Anordnung von Spiwak und Sosnowski dargestellt. Das als schraffierter Streifen dargestellte Neutronenbündel durchdringt ein System zweier konzentrischer kugelförmiger Elektroden, zwischen denen eine Spannung von 20 kV liegt, die den beim Zerfall auftretenden Protonen in Richtung von der äußeren Elektrode zur inneren eine Beschleunigung erteilt. Innerhalb der inneren Elektrode ist ein Proportionalzählrohr zur Registrierung der Protonen angebracht. Das Zählrohrfenster ist dem Neutronenbündel zugekehrt. Es nimmt einen geringen Teil der inneren Kugeloberfläche ein und ist durch ein dünnes organisches Häutchen verschlossen, das den Raum des Zählrohres von dem Vakuum des Elektrodenzwischenraums abtrennt.

Erfolgt in dem Raum zwischen den Elektroden ein Neutronenzerfall, so besitzt das hierbei gebildete Proton eine geringe Energie von etwa hundert Elektronenvolt. Deshalb wird es bei jeder beliebigen Flugrichtung durch das elektrische Feld in die Richtung der inneren Elektrode abgelenkt und kommt auf deren Oberfläche mit einer Energie an, die der Potentialdifferenz zwischen dem Entstehungsort und der inneren Elektrode entspricht (oder in Abhängig-

Abb. 4. Schema der Versuchsanordnung von SPIWAK und SOSNOWSKI zur Untersuchung des Neutronenzerfalls

1 äußere Elektrode, *2* innere Elektrode, *3* Proportionalzählrohr, *4* Zählrohrfenster, *5* α-Teilchen-Quelle zur Kontrolle der Zählrohrverstärkung (das Neutronenbündel ist schraffiert dargestellt)

keit von der Anfangsgeschwindigkeit, mit einer etwas anderen Energie). Ein gewisser Anteil der Protonen gelangt auf das Zählrohrfenster, dringt durch das Häutchen in das Zählrohr ein und wird registriert.

In den Versuchen ROBSONS wurden ebenfalls die vorher durch ein elektrisches Feld beschleunigten Zerfallsprotonen registriert. Seine Versuchsanordnung unterscheidet sich von der beschriebenen nur darin, daß die beschleunigende Elektrode zylindrisch und nicht kugelförmig war und daß die beschleunigten Protonen mit einem Magnetlinsenspektrometer bezüglich ihrer Energie analysiert wurden und dann mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers registriert wurden. In den Versuchen von SNELL und anderen wurden die Protonen auch mit Hilfe einer zylindrischen Elektrode beschleunigt, dann aber ohne magnetische Analyse direkt auf die Elektrode des

Sekundärelektronenvervielfachers abgelenkt. Man registrierte jedoch nur Koinzidenzen zwischen Protonenimpulsen und Impulsen der Zerfallselektronen. Zur Registrierung der Elektronen dienten zwei Proportionalzählrohre. Man berücksichtigte die Zeit, in der die Protonen den Weg von ihrem Entstehungsort bis zum Detektor zurücklegten, und führte in die Koinzidenzschaltung eine entsprechende Verzögerung für den Elektronenkanal ein.

Trotz geringer Intensität der nachzuweisenden Strahlungen, der starken Störungen von seiten der begleitenden Strahlungen und der hiermit verbundenen ernsthaften Schwierigkeiten, konnte in den angeführten Untersuchungen das Vorhandensein des Neutronenzerfalls ziemlich überzeugend festgestellt und die Halbwertszeit abgeschätzt werden. Die Schwierigkeit der Ermittlung der Halbwertszeit war mit der Unbestimmtheit des wirksamen Volumens verbunden, aus dem die Zerfallsprotonen in den Detektor gelangten.

Wären die Anfangsgeschwindigkeiten der Protonen gleich Null, so wäre in den Versuchen von SPIWAK und SOSNOWSKI das wirksame Volumen gleich dem Volumen des Kegels, welcher von den aus der Kugelmitte durch den Rand des Zählrohrfensters verlaufenden Geraden aus dem Neutronenbündel herausgeschnitten wird. Analog könnte man auch für die anderen Untersuchungen das wirksame Volumen berechnen, indem man von den geometrischen Verhältnissen und der elektrischen Feldverteilung ausgeht. In Wirklichkeit sind jedoch die Anfangsgeschwindigkeiten der Protonen nicht gleich Null und auch gar nicht sehr klein. Wenn auch ihre Anfangsenergien ungefähr hundertmal kleiner sind als die Energien, die sie in dem beschleunigenden Feld erlangen, so sind die Anfangsgeschwindigkeiten nur zehnmal kleiner als die Endgeschwindigkeiten, und daher hat die Form des Energiespektrums der Zerfallsprotonen wesentlichen Einfluß auf die Wirksamkeit ihrer Sammlung im Detektor und folglich auch auf die Größe des wirksamen Volumens. Man könnte den Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten rechnerisch berücksichtigen, wenn die Geschwindigkeitsverteilung bekannt wäre. Diese Verteilung hängt jedoch bekanntlich von der Art der Wechselwirkung ab, die beim β-Zerfall des Neutrons auftritt. Mit anderen Worten: Das Spektrum der Zerfallsprotonen hängt von der Winkelkorrelation des Elektrons und des Neutrinos ab, wobei die Form der Korrelation für verschiedene Arten der Wechselwirkung unterschiedlich ist. Da die richtige Wahl der Wechselwirkungsart bis heute noch nicht getroffen werden konnte, hat es sich damals als unmöglich erwiesen, das wirksame Volumen und folglich auch die Halbwertszeit des Neutrons eindeutig zu bestimmen.

Später wurde in den Untersuchungen von SPIWAK und SOSNOWSKI die Geometrie des Versuches so vervollkommnet, daß der Einfluß des Anfangsspektrums der Protonen ausgeschaltet war; für die Halbwertszeit erhielt man so den genaueren Wert von $12 \pm 1{,}5$ Minuten [29]. Die Vervollkommnung bestand darin, daß das Gebiet, welches von dem Neutronenbündel vor dem Zählrohrfenster eingenommen wird, weit über die Grenzen des geometrischen Kegels erweitert wurde.

In Abb. 5 ist die neue Versuchsanordnung im Schnitt dargestellt. Die

schraffierte Fläche stellt den Querschnitt des Neutronenbündels dar. Durch die Linien AB sind die Grenzen des Bereiches gekennzeichnet, aus dem Protonen mit maximaler Anfangsgeschwindigkeit bei günstiger Geschwindigkeitsrichtung noch auf das Zählrohrfenster treffen können. Da der wirkliche Querschnitt des Neutronenbündels sehr breit gemacht wurde, ist in diesem Fall das wirksame Volumen gleich dem Volumen des Kegels, der in Abb. 5 von den gestrichelten Linien begrenzt ist. Wegen der Kugelsymmetrie verlassen ebensoviele Protonen aus dem Kegel den Bereich des Zählrohrfensters wie aus dem Gebiet außerhalb des Kegels auf das Fenster treffen. Die Bedingungen der Kugelsymmetrie werden offensichtlich bei jeder beliebigen Geschwindigkeitsverteilung der Protonen erfüllt, und folglich hängt die Größe des wirksamen Volumens nicht von dem Spektrum der Protonen ab. Die Richtigkeit dieser Erwägungen wurde experimentell bestätigt, indem die Anzahl der registrierten Protonen in Abhängigkeit von der Größe des Beschleunigungspotentials gemessen wurde. In Abb. 6 ist diese Abhängigkeit dargestellt. Ist das Potential größer als 13 bis 15 kV, so hängt die Anzahl der registrierten Protonen nicht mehr vom Potential ab. Dies zeigt, daß das wirksame Volumen bei höherem Potential nicht zunimmt und daß aus ihm alle Protonen abgesaugt und registriert werden.

Abb. 5. Versuchsanordnung von SPIWAK und SOSNOWSKI mit vervollkommneter Kugelgeometrie

In einer späteren Untersuchung von ROBSON [30] wird auch ein genauerer Wert für die Halbwertszeit, und zwar 12,8 ± 2,5 Minuten, angegeben, was mit den Ergebnissen von SPIWAK und SOSNOWSKI übereinstimmt. Dieser Wert wurde aber durch Berechnung auf Grund mechanischer Modellversuche gefunden. Das Ergebnis hängt aber wahrscheinlich von der Art der Wechselwirkung ab.

Abb. 6. Abhängigkeit der Zählrate der Zerfallsprotonen von der Beschleunigungsspannung in den Versuchen von SPIWAK und SOSNOWSKI

In der Arbeit ROBSONS wurde

nicht nur die Halbwertszeit des Neutronenzerfalls gemessen, sondern auch das Spektrum der Zerfallselektronen untersucht.

Das Schema der Versuchsanordnung, mit der diese Untersuchung durchgeführt wurde, ist in Abb. 7 dargestellt. Durch eine besondere Öffnung in der Abschirmung wurde aus dem Reaktor ein 3 cm breites kollimiertes Neutronenbündel herausgeführt. Der Fluß thermischer Neutronen im Bündel betrug $1{,}5 \cdot 10^{10}$ Neutronen pro Sekunde. Dieser Fluß wurde mit Hilfe einer Mangan-

Abb. 7. Schema der Versuchsanordnung von ROBSON, mit deren Hilfe das β-Spektrum des Neutrons untersucht wurde

1 β-Spektrometer, *2* Beschleunigungselektrode, *3* Protonenspektrometer, *4* Bündelfalle

folie an Hand der in ihr hervorgerufenen Radioaktivität gemessen. In der Nähe des Austritts des Bündels aus dem Kollimator wurden zwei Magnetlinsenspektrometer aufgestellt. Das eine diente zur Fokussierung der Protonen auf den Sekundärelektronenvervielfacher, mit dessen Hilfe sie registriert wurden. Mit dem anderen Spektrometer untersuchte man das Spektrum der Zerfallselektronen. Im Brennpunkt des Elektronenspektrometers befand sich ein Leuchtstoff — eine dünne Anthracenschicht, und zwischen dieser Schicht und dem Sekundärelektronenvervielfacher war ein Lichtleiter angeordnet. Das Gerät registrierte Koinzidenzen zwischen Protonen- und Elektronenimpulsen. Da die letzteren 0,9 μsec früher entstanden als die Protonenimpulse, wurden sie durch eine besondere Leitung verzögert. Die Verzögerung entsprach der Zeit, die das Proton benötigte, um aus dem Bündel durch das Spektrometer in den Sekundärelektronenvervielfacher zu gelangen. Protonen, die in einem be-

stimmten Bereich des Bündels im Prozeß des Neutronenzerfalls auftraten und eine Anfangsenergie hatten, die unter 500 eV lag, wurden durch ein elektrisches Feld, das zwischen dem Eingang des Protonenspektrometers und einer das Bündel umgebenden halbzylindrischen Elektrode angelegt war, beschleunigt und so auf die Eintrittsöffnung des Spektrometers fokussiert. Die Elektronen aus dem gleichen Bündelbereich durchdringen die aus einer feinen Aluminiumfolie hergestellte halbzylindrische Elektrode und gelangen in die Eintrittsöffnung des Elektronenspektrometers. Mit diesem wurde ihre Energie bestimmt. Das Elektronenspektrometer hatte, wie sich aus der Halbwertsbreite der Au^{198}-Konversationslinie ergab, ein Auflösungsvermögen von 9%. Es wurde mit Hilfe der β-Spektren des Au^{198} (Grenze bei 957 keV) und Tl^{204} (Grenze bei 762 keV) geeicht.

Abb. 8. Das β-Spektrum des Neutrons

Abb. 9. Fermi-Diagramm für das β-Spektrum des Neutrons

In Abb. 8 ist die Anzahl der Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie, auf die das Elektronenspektrometer eingestellt wurde, dargestellt, d. h., es ist das von Robson gefundene β-Spektrum des Neutrons angegeben. Bei der Darstellung dieses Spektrums in Form des Fermi-Diagramms (Abb. 9) liegen die experimentellen Werte im breiten Energieintervall zwischen 300 keV und der Spektrengrenze auf einer Geraden. Folglich besitzt das Spektrum in diesem Energieintervall die Form eines erlaubten Spektrums. Die Abweichungen bei Energien unter 300 keV sind mit experimentellen Fehlern verbunden. Die durch die Fermi-Gerade festgelegte Grenzenergie des Spektrums liegt bei 782 ± 13 keV.

Zur Bestimmung der Halbwertszeit des Neutrons ist die Kenntnis der Neutronendichte im Bündel, des Arbeitsvolumens des Bündels und der Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit erforderlich. Die Neutronendichte im Bündel wurde

mit Hilfe von Manganindikatoren bestimmt; das Arbeitsvolumen, aus dem die nachgewiesenen Protonen abgesaugt wurden, ergab sich aus Versuchen mit einem mechanischen Modell und die Anzahl der Zerfälle aus der Anzahl nachgewiesener Protonen. Die auf Grund dieser Angaben ermittelte Halbwertszeit für das Neutron betrug 12,8 Minuten bei einem wahrscheinlichen Fehler von 18 %.

Somit wurde die Radioaktivität des Neutrons nicht nur experimentell nachgewiesen, sondern auch untersucht. Die Grenze des β-Spektrums stimmt erwartungsgemäß gut mit der Massendifferenz n — H^1 überein; die Form des Spektrums entspricht dem erlaubten β-Übergang. Auch die Größe des Produktes τf ($\log \tau f = 3{,}1$) steht vollkommen in Einklang mit theoretischen Überlegungen. Wegen der Radioaktivität kann das Neutron nicht nur in Substanzen, wo es schnell von den Kernen eingefangen wird, lediglich kurze Zeit im freien Zustand existieren, sondern auch in einem evakuierten Raum, wo Stöße mit Kernen sehr selten vorkommen. Man kann daher behaupten, daß in der primären Komponente der kosmischen Strahlung keine Neutronen vorhanden sind. Ein Neutron, das sich fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, könnte vielleicht noch die Strecke von der Sonne bis zur Erde zurücklegen, ohne zu zerfallen, den interstellaren Raum jedoch kann es nicht ohne Zerfall durchfliegen.

§ 4. Der Spin des Neutrons

Die Existenz eines Neutronenspins folgt vor allen Dingen aus einer Analyse der Spins verschiedener Atomkerne. Bekanntlich ist der Spin des Protons $\frac{1}{2}$ $\left(\text{in den Einheiten } \hbar = \frac{h}{2\pi}\right)$, die Spins der Kerne aber sind ganzzahlig, wenn die Anzahl der Kernteilchen gerade ist, oder sie sind gleich einer halben ungeraden Zahl, wenn die Teilchenzahl ungerade ist. Das kann nur dann der Fall sein, wenn der Spin des Neutrons von Null verschieden und gleich einer halben ungeraden Zahl ist, d. h. $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ usw.

Insbesondere besitzt das Deuteron kein Bahnmoment, und sein Spin, der gleich 1 ist, entspricht entweder der Summe oder der Differenz der Spins des Neutrons und Protons. Folglich könnte der Spin des Neutrons im gegebenen Falle nur die beiden Werte $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$ haben.

Eine Gegenüberstellung der magnetischen Momente des Neutrons, Protons und Deuterons weist darauf hin, daß der Spin des Neutrons gleich $\frac{1}{2}$ ist. Bei der Annahme, daß der Neutronenspin $\frac{1}{2}$ beträgt, stehen die magnetischen Momente aller drei Teilchen in vortrefflichem Einklang zueinander. Nimmt man dagegen für das Neutron einen Spin von $\frac{3}{2}$ oder größer an, so ist die wahre Größe des magnetischen Moments unerklärbar (siehe § 6).

Schließlich ist der Wert $\frac{1}{2}$ der einzige, der dem Streuungsgesetz der Neutronen an Wasserstoff genügt. Aus der Theorie der Streuung (siehe z. B. [31]) ist bekannt, daß man den gesamten Streuquerschnitt eines Teilchens an einem Kraftzentrum, dessen Abmessungen wesentlich kleiner sind als die Wellenlänge, in der Form

$$\sigma = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}\sin\delta_0$$

darstellen kann. Hierbei ist δ_0 die Phase, die der s-Streuung mit dem Moment $l = 0$ entspricht. Für $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$, wobei R den Radius des Kraftzentrums kennzeichnet, ist δ_0 die einzige von Null verschiedene Phase. Auf die Berechnung von δ_0 läuft letzten Endes auch das Problem der Streuung hinaus. Im Fall einer Streuung von Neutronen geringer Energie (für die die Bedingung $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ erfüllt ist) an Protonen läßt sich die Phase berechnen, d. h., das Problem der Streuung kann gelöst werden. Die Berechnungen ergeben

$$\sigma = \frac{\hbar^2}{\pi m} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0 + E}.$$

Hierbei ist m die Masse des Neutrons, E seine kinetische Energie und ε_0 die Energie des stationären Zustandes des Deuterons, d. h. eines Systems, das einen Zwischenzustand im Prozeß der n-p-Streuung darstellt. Bekanntlich ist $\varepsilon_0 = 2{,}226$ MeV.

Eine Gegenüberstellung dieser Formeln mit experimentellen Werten für den Querschnitt ergab jedoch, daß die Formel falsch ist. WIGNER wies darauf hin, daß man die experimentellen Daten in bezug auf σ erklären kann, wenn man annimmt, daß die Energie des Deuterons oder, genauer gesagt, des Systems n-p von der gegenseitigen Einstellung der Spins abhängt. Bekanntlich ist der Spin des Deuterons gleich 1; nimmt man nun an, daß der Spin des Neutrons $\frac{1}{2}$ beträgt, so muß das Deuteron aus einem Proton und einem Neutron mit parallelen Spins aufgebaut sein. Es ist klar, daß gerade diesem Zustand die Energie 2,226 MeV entspricht. Welche Energie der Zustand mit antiparallelen Spins, d. h. mit der Spinsumme Null besitzt (dieser Zustand ist nach der optischen Terminologie ein Singulettzustand, der Grundzustand des Deuterons dagegen ein Triplettzustand), ist unbekannt, sie kann aber natürlich von ε_0 unterschiedlich sein. Trifft dies alles zu, so kompliziert sich der Ausdruck für den Querschnitt, und zwar nimmt er die folgende Form an:

$$\sigma = \frac{\hbar^2}{4\pi m}\left[\frac{3}{\varepsilon_0 + E} + \frac{1}{\varepsilon_1 + E}\right].$$

Hierbei bedeuten die Koeffizienten $\frac{3}{4}$ und $\frac{1}{4}$ vor den zwei in der Klammer eingeschlossenen Gliedern die relativen statistischen Gewichte des Triplett- und Singulettzustandes. In dieser Form kann man die Formel mit den experimentellen Werten für σ in einem sehr weiten Energieintervall in Einklang bringen, wenn man den entsprechenden Wert ε_1 wählt. Auf Grund dieser Wahl wird die Energie des Singulettzustandes des Deuterons bestimmt, deren Wert

ungefähr 70 keV beträgt. In diese Formel geht der absolute Wert von ε_1 ein. Ihr Vorzeichen läßt sich aus Versuchen über die Streuung von Neutronen an molekularem Wasserstoff bestimmen. Sie erweist sich als negativ. Dies bedeutet, daß die Bindungsenergie des Deuterons im Singulettzustand negativ ist. Ein solcher Zustand kann folglich nicht realisiert werden. Dennoch ist es zweckmäßig, auch diesen Zustand in Betracht zu ziehen. Man bezeichnet ihn gewöhnlich als virtuellen Zustand.

Wir haben eine Formel für σ angegeben, die unter der Voraussetzung gewonnen wurde, daß der Spin des Neutrons $\frac{1}{2}$ beträgt. Nimmt man nun an, daß der Spin gleich $\frac{3}{2}$ ist, so verändert sich die Formel. In diesem Fall ist ein Singulettzustand unmöglich, da die Spinsumme des Protons und Neutrons gleich 1 (Triplett) oder 2 (Quintett) ist. Unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte des Triplett- $\left(\frac{3}{8}\right)$ und Quintettzustandes $\left(\frac{5}{8}\right)$ ist es auch in diesem Fall leicht, die Formel für den Querschnitt anzugeben. Sie wird sich von der vorhergehenden nur durch die Koeffizienten in den beiden Gliedern unterscheiden. Für diese Formel kann man jedoch nicht mehr einen einzigen Wert ε_1 so wählen, daß er allen Energiewerten des Neutrons genügt [32]. Die Abweichungen ragen weit über die Fehlergrenzen des Experiments hinaus. Aus diesem Grunde erweist sich der Spinwert $\frac{3}{2}$ für das Neutron als unannehmbar. Höhere Werte kommen schon deshalb nicht in Frage, weil der Spin des Deuterons gleich 1 und der des Protons gleich $\frac{1}{2}$ ist, während das Bahnmoment des Deuterons Null ist. Folglich ist der Wert $\frac{1}{2}$ für den Neutronenspin der einzig mögliche. Wir möchten bei dieser Gelegenheit bemerken, daß eine detaillierte Gegenüberstellung [33] mit den experimentellen Daten auf geringe Abweichungen von der WIGNER-Formel hinweist. Durch Anbringen kleiner Korrekturen in diese Formel kann jedoch eine ziemlich gute Übereinstimmung hergestellt werden. Schreibt man z. B. in den Zählern beider Glieder an Stelle von 1 die Größe $1 + aE$, so kann durch entsprechende Wahl der Konstanten a, deren absoluter Betrag klein ist, eine gute Übereinstimmung der Formel mit dem Experiment erreicht werden.

Eine Diskussion der Neutronenstreuung an molekularem Wasserstoff führt auf denselben Wert des Neutronenspins $s = \frac{1}{2}$ [32, 34]. Folgende physikalische Grundlagen sind für diese Diskussion maßgebend: Stellen wir uns vor, daß an einem Wasserstoffmolekül Neutronen gestreut werden, deren Wellenlänge größer ist als der Abstand zwischen den beiden Protonen. Dann interferieren die durch beide Protonen gestreuten Wellen, und ihre Amplituden summieren sich nach algebraischen Gesetzen. Sind z. B. die Amplituden beider gestreuten Wellen der Größe und dem Vorzeichen nach gleich, so ist die resultierende Amplitude doppelt so groß und die Intensität der Streuung, die dem Quadrat der Amplitude proportional ist, viermal so groß wie die Intensität der Streuung an zwei Protonen unabhängig voneinander. Sind die Amplituden der Größe

nach gleich, dem Vorzeichen nach aber verschieden, d. h., sind die Phasen der gestreuten Wellen einander entgegengesetzt, so ist die resultierende Amplitude gleich Null, und eine Streuung findet nicht statt. Im allgemeinen Fall ungleicher Amplituden a_0 und a_1 ergibt sich die Intensität der Streuung durch das Molekül zu $4\pi\,(a_0 \pm a_1)^2$.

Bei Streuung langsamer Neutronen liegt der Phasensprung der gestreuten Welle in bezug auf die einfallende gewöhnlich in unmittelbarer Nähe von 0° oder 180°. Für die Interferenz bei Streuung langsamer Neutronen wird deshalb die Amplitude der Streuung in Abhängigkeit vom Phasensprung entweder als positiv oder als negativ angenommen. Bei einem Phasensprung um 180° gilt die Amplitude der Streuung als positiv, bei einem Phasensprung um 0° dagegen als negativ.

Das Vorzeichen der Amplitude hängt von der Lage des Deuteronen-Energieniveaus im entsprechenden Zustand ab. Im Triplettzustand hat das Deuteron eine positive Bindungsenergie von 2,226 MeV. Das entsprechende Energieniveau liegt folglich unter Null. Bei beliebiger (positiver) Energie des Neutrons im Triplettzustand ist die Streuung an einem Proton deshalb durch eine Amplitude charakterisiert, die nur ein bestimmtes, sagen wir, positives Vorzeichen hat (natürlich nur dann, wenn keine höheren Niveaus für den Triplettzustand existieren). Die Streuamplitude im Singulettzustand (mit antiparallelen Spins) wird in Abhängigkeit von der Lage des Singulettniveaus des Deuterons positiv oder negativ sein. Ist der Singulettzustand des Deuterons real (entspricht er einer positiven Bindungsenergie), so ist die Streuamplitude wie im Triplettzustand positiv und nur der absoluten Größe nach von dieser unterschiedlich. Wenn andererseits der Singulettzustand des Deuterons virtuell ist, so wird die Amplitude der Streuung eines langsamen Neutrons an einem Proton negativ sein. Die Amplitude der Streuung eines Neutrons an einem zweiatomigen Wasserstoffmolekül wird also erstens von der gegenseitigen Orientierung der Spins seiner beiden Protonen abhängen und zweitens von der Orientierung des Neutronenspins hinsichtlich der Protonenspins.

Es ist bekannt, daß molekularer Wasserstoff in zwei Zuständen vorkommt und entsprechend entweder als Para-Wasserstoff oder als Ortho-Wasserstoff bezeichnet wird. Im Para-Wasserstoff sind die Spins der Protonen antiparallel, im Ortho-Wasserstoff parallel zueinander ausgerichtet. Wird ein Neutron an einem Molekül des Ortho-Wasserstoffs gestreut, so trifft es beide Protonen mit gleichgerichteten Spins an, und die Streuamplituden werden sich in allen Fällen addieren.

Bei der Streuung an Para-Wasserstoff trifft das Neutron auf entgegengesetzt ausgerichtete Protonen und, wenn die Amplituden verschiedene Vorzeichen haben, erweist sich die resultierende Amplitude als Differenz der beiden Amplituden. Ist der Singulettzustand des Deuterons virtuell, so haben die gestreuten Wellen entgegengesetzte Phasen. Deshalb muß der Streuquerschnitt in Para-Wasserstoff kleiner sein als in Ortho-Wasserstoff. Der experimentelle Querschnitt muß eine Funktion der Streuamplituden a_0 und a_1 im Singulett- und im Triplettzustand sein, die unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte aufgestellt ist. Die statistischen Gewichte werden aber durch die Spinsumme

des Systems und folglich durch den Spin des Neutrons bestimmt. Die Kenntnis der Streuquerschnitte im Ortho- und im Para-Wasserstoff gestattet es, die Amplituden a_0 und a_1 zu bestimmen. Das Verhältnis der Querschnitte hängt vom Spin des Neutrons ab. Das Experiment liefert für das Verhältnis $\frac{\sigma \text{ ortho}}{\sigma \text{ para}}$ ungefähr den Wert 30. Diesem Verhältnis genügt nur ein Spin des Neutrons von der Größe $\frac{1}{2}$. Bei einem größeren Neutronenspin müßte das Verhältnis bedeutend kleiner sein.

Der Wert $\frac{1}{2}$ für den Neutronenspin ergibt sich somit

1. aus der Analyse des Kernspins;
2. aus den Verhältnissen der magnetischen Momente des Protons, Deuterons und Neutrons;
3. aus dem Gesetz der Neutronenstreuung an freiem Wasserstoff;
4. aus dem Gesetz der Streuung sehr langsamer Neutronen an molekularem Wasserstoff.

§ 5. Das magnetische Moment des Neutrons

Die Frage nach dem magnetischen Moment eines Neutrons tauchte bereits im Jahre 1933 auf, und zwar in Verbindung mit den Versuchen von Stern und Mitarbeitern [35], in denen die magnetischen Momente des Protons und Deuterons bestimmt wurden. Es stellt sich heraus, daß das magnetische Moment des Protons annähernd gleich 2,5 Kernmagnetonen ist, während das magnetische Moment des Deuterons 0,8 Kernmagnetone beträgt. Nimmt man an, daß das magnetische Moment des Deuterons die algebraische Summe der Momente des Neutrons und Protons darstellt, und berücksichtigt man, daß die Spins der Nukleonen im Deuteron zueinander parallel sind, so folgt aus den Versuchen von Stern, daß das Neutron ein magnetisches Moment besitzen muß, dessen Größe etwa zwei Kernmagnetonen entspricht und dessen Vorzeichen negativ ist. Das negative Vorzeichen des magnetischen Momentes ist laut der Elektrodynamik mit der Drehung einer negativen und nicht wie beim Proton positiven Ladung in Spinrichtung verbunden.

Das Vorhandensein eines magnetischen Moments beim Neutron, ebenso wie übrigens die Unterschiedlichkeit des magnetischen Moments eines Protons vom Kernmagneton, ist ein Rätsel, das bis heute noch keine Erklärung gefunden hat.

Gegenwärtig ist man der Meinung, daß sowohl das magnetische Moment des Neutrons als auch das anomale magnetische Moment des Protons den gleichen, einstweilen noch nicht befriedigend geklärten Ursprung haben. Es erwies sich, daß die relativistische Wellengleichung von Dirac, mit der das magnetische Moment des Elektrons gedeutet werden konnte, nicht auf schwere Teilchen anwendbar ist.

Die ersten direkten Hinweise für das Vorhandensein eines magnetischen Moments beim Neutron ergaben sich aus einer Untersuchung der Neutronenstreuung in magnetisierten ferromagnetischen Stoffen. BLOCH [36] zeigte, daß, falls das Neutron ein magnetisches Moment besitzt, die Wechselwirkung mit Atomen des magnetisierten Stoffes für Neutronen, deren Orientierung hinsichtlich der Magnetisierungsrichtung verschieden ist, zu unterschiedlichen Streuintensitäten führen muß.

Da der Neutronenspin gleich $\frac{1}{2}$ ist, kann es nur zwei Orientierungen geben, nämlich in Richtung des Feldes und dem Feld entgegengesetzt. Bei der Streuung in einem magnetisierten Stoff wird ein nichtpolarisiertes Neutronenbündel somit in zwei Komponenten aufgespalten, wobei die eine stärker, die andere schwächer gestreut wird. Deswegen verändert sich bei einer Magnetisierung die Gesamtdurchlässigkeit des Körpers für ein nichtpolarisiertes Neutronenbündel. Die Beobachtung dieses Effektes erbrachte im Jahre 1937 [37] den Beweis, daß das Neutron tatsächlich ein magnetisches Moment besitzt. Auf diese Weise gelang es jedoch nicht, seine Größe zu messen, denn die Veränderung der Streuung hängt nicht nur von der Größe des magnetischen Moments ab, sondern auch von den überaus komplizierten und unbestimmten Eigenschaften des ferromagnetischen Stoffes.

Die erste direkte Messung des magnetischen Moments des Neutrons wurde im Jahre 1940 von ALVAREZ und BLOCH [38] durchgeführt. In ihrem Versuch wird die Resonanzmethode von RABI mit der Polarisationsmethode kombiniert. Die von STERN und RABI entwickelten Methoden zur Messung magnetischer Momente, in denen die Ablenkung elektrisch neutraler Teilchen (Atome und Moleküle), die über ein magnetisches Moment verfügen, im inhomogenen Feld ausgenutzt wird, sind grundsätzlich auch auf Neutronen anwendbar. Da jedoch die ablenkenden Kräfte klein sind, ist auch die Ablenkung nur sehr gering. Um sie erkennen zu können, sind sehr enge Teilchenbündel erforderlich. Zur Erzeugung solcher enger und intensiver Neutronenbündel erweisen sich, ganz abgesehen von den Quellen, die 1940 zur Verfügung standen, selbst Uranreaktoren als unzureichend. Aus diesem Grunde war es praktisch unmöglich, die Methode von STERN und RABI auf Neutronen anzuwenden. ALVAREZ und BLOCH wandten eine Methode der Neutronenanalyse an, die es gestattet, breite Bündel zu verwenden, wobei das System der Resonanzfelder in der Form aufrechterhalten wurde, wie es in der Methode von RABI Anwendung fand. Diese Methode beruht bekanntlich auf folgenden Grundlagen.

Das Teilchenbündel durchläuft nacheinander zwei Bereiche mit inhomogenen magnetischen Feldern. Die Teilchen, die ein magnetisches Moment besitzen, werden wegen der Inhomogenität des Feldes abgelenkt und beschreiben parabolische Flugbahnen. Die Felder werden so gewählt, daß die Richtung der auf das magnetische Moment einwirkenden Kraft im zweiten Bereich B der Richtung im ersten Bereich A entgegengesetzt ist, und ihre Größe gerade dazu ausreicht, um die Teilchen, die die beiden ersten Spalte S_1 und S_2 (Abb. 10) durchflogen haben, auf den dritten Spalt S_3 zurückzulenken. Direkt hinter diesem letzten Spalt befindet sich der Detektor. Alle Spalte liegen auf einer Geraden.

Die Wirkung des Feldes im zweiten Bereich kompensiert den Einfluß des Feldes im ersten Bereich, und die Intensität des Teilchenbündels am Detektor hängt praktisch (bei entsprechender Wahl der Felder) nicht davon ab, ob die Felder eingeschaltet sind oder nicht.

Befindet sich jedoch zwischen den kompensierenden Feldern eine Vorrichtung zur Umorientierung der Teilchen (Dipole), so kann sich die Projektion des magnetischen Dipols auf die Richtung des inhomogenen Feldes verändern, die Kraft im zweiten Bereich wird sich auch der Größe oder sogar der Richtung nach ändern, und die Kompensation wird gestört — die Teilchen beschreiben andere Flugbahnen und gelangen nicht mehr auf den dritten Spalt.

Abb. 10. Schema der Versuchsanordnung von RABI zur Messung magnetischer Momente
a) Schema der Versuchsanordnung: A erster Magnet, B zweiter Magnet, C Magnet zur Erzeugung eines konstanten Feldes H, D Molekularstrahlquelle, G veränderliches Feld H_1; l Detektor.
b) Flugbahnen der Teilchen

Zur Durchführung einer solchen Umorientierung verwendet man bekanntlich ein System aus zwei magnetischen Feldern — einem konstanten, möglichst homogenen starken Feld H und einem schwachen Wechselfeld H_1, welches zu dem ersten senkrecht verläuft. Im Feld H führen die Teilchendipole um die Feldrichtung eine Präzessionsbewegung mit der Frequenz $\omega = \frac{2\mu_H H}{j}$ aus, wobei μ_H die Projektion von μ auf H ist, während j das mechanische Moment des Teilchens darstellt. Wählt man die Frequenz des Wechselfeldes H_1 gleich der Präzessionsfrequenz ω, so kann man eine Umorientierung der magnetischen Dipole hervorrufen und folglich eine Schwächung des Bündels am Ausgang der Versuchsanordnung beobachten. Diese Bedingung der Frequenzgleichheit ist die Resonanzbedingung im Gebiet der gekreuzten Felder H und H_1.

Ein solcher zentraler Resonanzteil zur Umorientierung der magnetischen Dipole ist auch in der Anordnung enthalten, mit der ALVAREZ und BLOCH das magnetische Moment des Neutrons bestimmten.

Bei der Analyse verschieden orientierter Neutronen benutzt man aber an Stelle von inhomogenen Magnetfeldern stark magnetisierte Eisenstücke. Ihre Anwendung beruht darauf, daß magnetisiertes Eisen die Neutronen in Abhängigkeit von der Orientierung ihres magnetischen Moments in bezug auf das Magnetfeld stärker oder schwächer streut.

Schickt man das Strahlenbündel durch einen Stoff, der die Neutronen einer Orientierung vorzugsweise streut, so ist das Bündel nach dem Durchgang durch diesen Stoff mit Neutronen der anderen Orientierung angereichert, d. h., es ist partiell polarisiert. Stark magnetisiertes Eisen ist ein solcher Polarisator. Aus zwei magnetisierten Eisenstücken kann man also ein System bilden, das analog einem optischen Polarimeter aus einem Polarisator und einem Analysator besteht. Sind die beiden Eisenstücke gleich orientiert (parallel magnetisiert), so wird die Intensität des sie durchdringenden Neutronenbündels maximal sein und umgekehrt, bei antiparalleler Magnetisierung ist die Intensität minimal.

Abb. 11. Schema der Versuchsanordnung von ALVAREZ und BLOCH zur Messung des magnetischen Momentes des Neutrons

1 BF_3-Kammer, *2* Neutronen, *3* Linearverstärker, *4* Analysator, *5* Magnet ≪H≫, *6* Polarisator, *7* Spule des Zyklotrons, *8* Wechselfeld ≪H_1≫, *9* Oszillator, *10* ein 15 cm starkes Rohr, *11* Kammer des Zyklotrons

Die Versuchsanordnung von ALVAREZ und BLOCH (Abb. 11) bestand aus zwei solchen magnetisierten Eisenstücken, zwischen denen ein homogenes Feld H und ein dazu senkrechtes Wechselfeld H_1 erzeugt wurde. Unterscheidet sich die Schwingungsfrequenz des Wechselfeldes H_1 von der Präzessionsfrequenz der Neutronen im Feld H, so wird die durch das erste Eisenstück hervorgerufene Polarisation des Bündels nicht gestört, und bei paralleler Orientierung des Polarisators und Analysators findet man eine bestimmte (maximale) Intensität des Bündels vor. Durch Veränderung der Frequenz des Feldes H_1 oder der Stärke des Feldes H (was bequemer ist) und folglich durch Änderung der Präzessionsfrequenz konnte die Resonanzbedingung erfüllt werden.

Sobald diese Bedingung erfüllt war, setzte eine Umorientierung der Neutronen ein, d. h., das Bündel im Bereich der gekreuzten Felder H und H_1 wurde depolarisiert. Hierbei nahm natürlich die Intensität des Bündels am Ausgang der Versuchsanordnung ab. In Abb. 12 ist die Intensität des austretenden Bündels als Funktion der Feldstärke H dargestellt.

Die Kurve weist ein stark ausgeprägtes Minimum auf, dessen Lage jenem Wert des Feldes $H = H_0$ entspricht, bei dem die Präzessionsfrequenz ω gleich der Schwingungsfrequenz ω_1 des Feldes H_1 ist, d. h. $\omega = \frac{\mu H}{j} = \omega_1$.

Auf Grund des Versuches von ALVAREZ und BLOCH konnte somit durch Messung der Frequenz ω_1 und der Feldstärke H_0 die Größe $\frac{\mu}{j}$, d. h. das gyromagnetische Verhältnis für das Neutron, bestimmt werden.

In Wirklichkeit haben jedoch ALVAREZ und BLOCH weder den einen noch den anderen Wert gemessen. Um absoluten Messungen von H, die mit großen Fehlern verbunden sind, zu entgehen, benutzten sie ein Verfahren, welches es ihnen gestattete, nur einen Vergleich des Feldes H mit einem anderen magnetischen Feld und der Frequenz ω_1 mit einer anderen Frequenz vorzunehmen. Dieses Verfahren beruht auf der Ausnützung der Resonanzbedingung im Zyklotron. Stimmt man das Zyklotron auf Beschleunigung von Protonen ab, und sorgt man für die Einhaltung der Resonanzbedingung, so ist bekanntlich die Umlauffrequenz der Protonen

$$\omega_p = \frac{e H_p}{M c},$$

wobei H_p der Resonanzwert des Zyklotronfeldes und M die Masse des Protons sind.

Abb. 12. Magnetische Resonanzkurve aus den Versuchen von ALVAREZ und BLOCH

Stellen wir nun den absoluten Wert des magnetischen Moments des Neutrons in der Form $\mu = \mu_n \frac{\hbar e}{2 M c}$ dar, so ist μ_n die in Kernmagnetons $\mu_{\text{Kern}} = \frac{\hbar e}{2 M c}$ ausgedrückte Größe dieses Moments. Unter Benutzung dieses Ausdrucks können wir die Resonanzbedingung für die Versuchsanordnung von ALVAREZ und BLOCH in der Form

$$\omega_1 = \frac{\mu H}{j} = \mu_n \frac{H}{j} \frac{\hbar e}{2 M c}$$

schreiben.

Führen wir das Verhältnis

$$\frac{\omega_p}{\omega_1} = \frac{e H_p}{M c} : \mu_n \frac{H}{j} \frac{\hbar e}{2 M c}$$

ein und berücksichtigen wir, daß der Spin des Neutrons $j = \frac{1}{2} \hbar$ ist, so erhalten wir

$$\mu_n = \frac{\omega_1}{\omega_p} \frac{H_p}{H},$$

d. h., das in Kernmagnetons ausgedrückte magnetische Moment des Neutrons wird bestimmt durch die Verhältnisse der Resonanzwerte der Frequenz ω_p und des Magnetfeldes H_p im Zyklotron, das die Protonen beschleunigt, zu den Resonanzwerten derselben Größe ω_1 und H in der Versuchsanordnung von

ALVAREZ und BLOCH. Für die Messung des magnetischen Moments des Neutrons ist es also tatsächlich hinreichend, die Frequenzen und die magnetischen Felder nur zu vergleichen.

Die magnetischen Felder wurden mit Hilfe zweier gegeneinander geschalteter Spulen und eines Nullinstruments verglichen. Die Frequenzen stellte man mit Hilfe eines gewöhnlichen Rundfunkempfängers so ein, daß der Generator des Zyklotrons genau die Frequenz einer der Harmonischen des Generators besaß, der das Wechselfeld H_1 erzeugte. Die Durchführung dieser Vergleiche ist in der Arbeit von ALVAREZ und BLOCH beschrieben [38].

Der Wert des magnetischen Moments des Neutrons ergab sich in diesen Messungen zu $\mu_n = -1{,}935 \pm 0{,}030$ Kernmagnetons. Das Vorzeichen des magnetischen Moments wurde nicht im Versuch von ALVAREZ und BLOCH, sondern schon früher von POWERS [39] bestimmt; es erwies sich als negativ.

Vom Vorzeichen der Größe μ hängt die Richtung der Präzession im Magnetfeld H ab. Wählt man ein Wechselfeld H_1, das nicht oszilliert, sondern rotiert $\Big($dies erreicht man durch Addition zweier zueinander senkrechter oszillierender Felder, deren Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$ beträgt$\Big)$, so kann die Resonanz nur bei einer Rotationsrichtung eintreten, die mit der Richtung der Präzession übereinstimmt. Diesen Umstand nutzte man bei der Bestimmung des Vorzeichens von μ aus.

Die gemessene Größe μ_n entsprach mit der angegebenen Genauigkeit voll und ganz der Annahme über den additiven Charakter der magnetischen Momente des Neutrons und Protons im Deuteron.

Später jedoch wurde die Annahme über den additiven Charakter der magnetischen Momente in Verbindung mit der Entdeckung eines elektrischen Quadrupolmomentes beim Deuteron einer Kritik unterworfen. Das Vorhandensein eines Quadrupolmomentes zeugt davon, daß das Deuteron kein kugelsymmetrisches System darstellt.

Aus der Größe des Quadrupolmoments folgt, daß das Deuteron ein System ist, in dem die positive elektrische Ladung über ein in Richtung der Spinachse ausgestrecktes Rotationsellipsoid verteilt ist. Das Quadrat der großen Halbachse dieses Ellipsoids übertrifft das Quadrat des Radius der entsprechenden Kugel um 14 %. Folglich unterscheidet sich das Ellipsoid nur wenig von einer Kugel. Dennoch wäre selbst eine solche Abweichung von der Kugelform nicht möglich, wenn sich das Deuteron im reinen s-Zustand befände.

Das Quadrupolmoment des Deuterons läßt sich durch die Annahme deuten, daß das Deuteron ein kleines Bahnmoment besitzt, so daß sein Grundzustand eine Mischung zweier Zustände, des s-Zustandes (Bahnmoment $l = 0$) und des d-Zustandes ($l = 2$), ist, wobei diese Zustände verschiedene Wahrscheinlichkeiten haben. Wird der Anteil des d-Zustandes durch die Zeit charakterisiert, welche das Deuteron in diesem Zustand verweilt, so macht er gemäß den Berechnungen von RARITA und SCHWINGER [40] 3,9 % aus. Das genügt, um das beobachtete Quadrupolmoment des Deuterons zu erklären.

Mit dem Bahnmoment muß ein diesem entsprechendes positives, magnetisches Moment des Deuterons verbunden sein. Dann muß das magnetische Moment des Deuterons μ_d nicht nur die Summe der magnetischen Momente

des Protons und Neutrons, sondern auch des magnetischen Moments sein, welches auf das Bahnmoment zurückzuführen ist. Mit anderen Worten, der additive Charakter der magnetischen Momente des Protons und Neutrons im Deuteron wird durch die Existenz eines Bahnmoments verletzt.

Im Zusammenhang hiermit tauchte das Problem auf, das magnetische Moment des Neutrons genauer zu messen. Solche Messungen wurden im Jahre 1946 von ARNOLD und ROBERTS [41] durchgeführt. Noch genauere Messungen wurden dann von BLOCH, NICODEMUS und STAUB im Jahre 1948 unternommen [42].

Beide Versuche liefen darauf hinaus, die magnetischen Momente des Neutrons und Protons miteinander zu vergleichen. Die Messung des magnetischen Moments des Neutrons erfolgte nach der bereits früher von ALVAREZ und BLOCH angewendeten Methode, allerdings mit einer vervollkommneten Apparatur. Das magnetische Moment des Protons wurde in demselben System der Felder H (starkes konstantes Feld) und H_1 (schwaches, auf H senkrecht stehendes Wechselfeld) gemessen. Bei der Untersuchung des magnetischen Moments des Protons benutzte man aber nicht die Methode von RABI, welche enge Teilchenbündel erfordert, sondern eine bequemere und modernere Methode, die weite Verbreitung gefunden hat und als Methode der Kerninduktion oder als kernparamagnetische Resonanzmethode bezeichnet wird. Bei dieser Methode werden die zu untersuchenden Kerne (im gegebenen Fall Protonen) in den Raum der gekreuzten Felder H und H_1 in Form eines festen oder flüssigen Präparates angemessener Größe eingeführt, z. B. in Form von Wasser in einer Küvette.

Die paramagnetische Resonanzmethode wurde seit 1944 von E. K. SAWOISKY [43] entwickelt. Das Wesen dieser Methode besteht in folgendem: Im Magnetfeld H befindet sich ein Präparat, das Teilchen mit dem magnetischen Moment μ und dem Spin s, den wir der Einfachheit halber zu $\frac{1}{2}$ annehmen wollen, enthält. Den zwei Orientierungen des Teilchens im Magnetfeld entsprechen zwei Energiewerte, die sich um die Größe $2\mu H$, also um die doppelte Energie eines magnetischen Dipols im magnetischen Feld voneinander unterscheiden. Mit anderen Worten: Der Energiezustand des Teilchens im Magnetfeld spaltet in zwei Niveaus auf, deren Energiedifferenz $2\mu H$ beträgt. Legt man nun an das Präparat ein Wechselfeld mit der Frequenz ν, so sind im Resonanzfalle, der durch die Bedingung $h\nu = 2\mu H$ charakterisiert ist, Übergänge der Teilchen aus dem einen in den anderen Zustand sehr wahrscheinlich. Makroskopisch zeigt sich diese Erscheinung entweder als eine Resonanzstreuung der Energie des Wechselfeldes durch das Präparat oder als eine Resonanzabsorption dieser Energie, wenn z. B. ein Mechanismus zur Übertragung dieser Energie an die Wärmebewegung der Teilchen existiert. Die Methode von SAWOISKY beruht auf Absorption der Schwingungsenergie im Präparat. Diese Absorption wurde auf folgende Weise nachgewiesen: Das Präparat wurde in den Resonanzkreis eines Generators eingeführt, der ein Wechselfeld mit der Frequenz ν erzeugte. Die Erreichung der zur Absorption der Schwingungsenergie führenden Resonanz wurde an Hand des auftretenden

Abklingens im Resonanzkreis festgestellt, d. h. an Hand der Abnahme der Schwingungsamplitude oder auf Grund der Erhöhung der Belastung des Generators bei konstant gehaltener Amplitude. In der Praxis konnte die Resonanzbedingung mit Hilfe ziemlich einfacher radiotechnischer Schaltungen festgestellt werden. Eine Beschreibung dieser Schaltungen findet man in den Arbeiten von SAWOISKY [44], in denen diese Methode zur Beobachtung der Magnet-Spin-Resonanz angewendet wurde.

Später wurde die Methode der paramagnetischen Resonanz von PURCELL und BLOCH weiterentwickelt. Sie fand weite Verbreitung und wurde zur Messung magnetischer Kernmomente benutzt. Insbesondere ist diese Methode von BLOCH und Mitarbeitern zur Bestimmung des magnetischen Moments des Protons benutzt worden [42]. In der Methode von BLOCH wird im Gegensatz zur Methode von PURCELL (die der Methode von SAWOISKY analog ist) die Resonanz nicht an Hand der Absorption, sondern auf Grund der Streuung des oszillierenden Feldes durch das Präparat nachgewiesen. Das bei Resonanz auftretende gestreute Feld erzeugt in einer Spule ein elektrisches Signal, das dann verstärkt wird.

In den Versuchen zur Messung des magnetischen Moments des Neutrons wurden die Resonanzfrequenzen verglichen, welche den Neutronen und den Protonen bei gleichem Feld H entsprechen. Der Vergleich der Frequenzen konnte mit sehr großer Genauigkeit vorgenommen werden. Von den übrigen Parametern der Apparatur wurde nur Konstanz gefordert. Die größte Genauigkeit wurde in den Versuchen von BLOCH und Mitarbeitern erzielt. Sie erhielten für das Verhältnis der magnetischen Momente des Protons und Neutrons $\frac{|\mu_n|}{\mu_p} = 0{,}685001 \pm 0{,}00003$.

Nimmt man für μ_p den von MILLMAN und KUSCH [45] angegebenen Wert an und entsprechend das früher von BLOCH und Mitarbeitern erhaltene Verhältnis der magnetischen Momente des Deuterons und Protons, so lassen sich die folgenden endgültigen Werte angeben:

$$\begin{aligned} \mu_n &= -1{,}91307 \pm 0{,}0006 \\ \mu_p &= 2{,}7928 \pm 0{,}0008 \\ \mu_d &= 0{,}85742 \pm 0{,}0003 \end{aligned}$$

(Alle Momente sind in Kernmagnetons angegeben).

Hieraus folgt

$$(\mu_p + \mu_n) - \mu_d = 0{,}0223,$$

d. h., die Summe der magnetischen Momente des Protons und Neutrons unterscheidet sich vom magnetischen Moment des Deuterons um 0,0223 Kernmagnetons. Diese Differenz übertrifft bei weitem die Meßfehler und ist zweifellos tatsächlich vorhanden.

Die Berechnungen von RARITA und SCHWINGER, die auf dem bekannten Wert des Quadrupolmoments des Deuterons basieren, ergeben für diese Differenz den Wert 0,022, d. h., sie stimmen mit den Beobachtungen besser überein als zu erwarten war, da es noch andere, in diesen Berechnungen nicht berücksichtigte Ursachen gibt, die eine Störung der Additivität der magnetischen Momente hervorrufen.

KAPITEL II

NEUTRONENQUELLEN

§ 6. *Die Bindungsenergien der Neutronen in Kernen*

Im vorliegenden Kapitel sind die wichtigsten Besonderheiten der zur Erzeugung von Neutronen dienenden Kernumwandlungen und die Charakteristika der wichtigsten Neutronenquellen dargelegt.

Mit Ausnahme des Kerns des gewöhnlichen Wasserstoffs (des Protons) sind in jedem beliebigen Atomkern Neutronen enthalten, die bei hinreichend starker Einwirkung emittiert werden können. Die Neutronen sind fest in den Kernen gebunden, und zur Freisetzung auch nur eines von ihnen ist ein Energiebetrag von der Größenordnung einiger Megaelektronenvolt erforderlich.

In der Tabelle 1 sind die Werte für die Bindungsenergien des Neutrons in einigen Kernen angegeben. Die Tabelle wurde von BARKOW und GUREWITSCH auf Grund einer Analyse der vorhandenen Werte für die Kernmassen, die Energien der Reaktionen (γ, n) und (d, p) sowie die Spektren der γ-Strahlen bei den Reaktionen (n, γ) usw. aufgestellt.

Zahlreiche Versuche zeigen, daß jeder Kern Neutronen emittieren kann, wenn ihm eine Energie zugeführt wird, die größer ist als die Bindungsenergie des Neutrons ε_n. Hierbei ist die Art der Anregung des Kerns, d. h. die Art der Energiezuführung, unwesentlich. Folglich eignet sich jede Art einer hinreichend starken Kernanregung zur Erzeugung freier Neutronen. Eine solche Anregung erfolgt entweder bei Beschießung der Kerne mit Protonen, Deuteronen, α-Teilchen oder anderen geladenen Teilchen sowie auch mit γ-Strahlen oder bei Kernspaltungsprozessen, die zur Entstehung stark angeregter Kernsplitter führen, oder schließlich bei beliebig hervorgerufenen radioaktiven Zerfällen, die zur Bildung von Kernen führen können, deren Anregungsenergie größer ist als die Bindungsenergie des Neutrons (verzögerte Neutronen bei der Spaltung oder der „Neutronenzerfall" des Kerns N^{17}).

Berücksichtigt man, daß bei Beschießung eines bestimmten Kerns mit nur einer Teilchenart, z. B. mit α-Teilchen, verschiedene Umwandlungen zur Freisetzung von Neutronen führen können, z. B. (α, n), (α, 2n), (α, pn) usw., so wird klar, daß die Mannigfaltigkeit der Prozesse praktisch unübersehbar ist.

Wir beschränken unsere Betrachtungen auf die einfachsten Kernumwandlungen (α, n), (d, n), (p, n) (γ, n) und auf die Kernspaltung, die als Neutronenquellen die größte Bedeutung haben und in genügendem Maße erforscht sind.

§ 6. Die Bindungsenergien der Neutronen in Kernen

Tabelle 1. Die Bindungsenergie der Neutronen ε_n in Kernen

Element	Isotop	ε_n [MeV]	Element	Isotop	ε_n [MeV]	Element	Isotop	ε_n [MeV]
H	2	2,226	Si	28	16,90	Cr	53	7,50
H	3	6,256	Si	29	8,45	Cr	54	13,4
He	3	7,719	Si	30	10,62	Mn	52	9,88
He	4	20,576	Si	31	6,58	Mn	55	10,15
He	5	−0,845	P	30	11,24	Mn	56	7,25
He	6	2,11	P	31	12,10	Fe	54	13,8
Li	6	5,89	P	32	7,93	Fe	55	9,3
Li	7	7,25	P	33	10,14	Fe	56	11,07
Li	8	2,02	P	34	6,11	Fe	57	7,64
Be	8	18,90	S	32	14,51	Co	57	10,98
Be	9	1,666	S	33	8,7	Co	59	10,25
Be	10	6,813	S	34	10,87	Co	60	7,72
B	9	18,31	S	35	7,37	Ni	58	11,70
B	10	8,553	S	36	8,85	Ni	59	9,01
B	11	11,465	S	37	5,92	Ni	60	11,83
B	12	3,362	Cl	34	10,65	Ni	61	7,7
C	11	13,59	Cl	35	13,01	Ni	62	10,1
C	12	18,75	Cl	36	8,59	Ni	63	6,85
C	13	4,944	Cl	37	9,5	Ni	64	9,65 (9,2)
C	14	8,174	Cl	38	6,11	Ni	65	6,43
C	15	2,23	Ar	36	14,71	Cu	63	10,85
N	13	20,40	Ar	37	8,76	Cu	64	7,91
N	14	10,55	Ar	38	11,75	Cu	65	10,2 (9,75)
N	15	10,85	Ar	39	—	Zn	64	11,87
N	16	2,45	Ar	40	—	Zn	65	7,9
N	17	5,82	Ar	41	6,04	Zn	66	11,15
O	15	13,37	K	39	12,82	Zn	67	7,0
O	16	15,63	K	40	7,71	Zn	68	10,15
O	17	4,14	K	41	10,27	Zn	70	9,2
O	18	8,00	K	42	7,34	Ga	69	10,1
O	19	4,21	K	43	10,28	Ga	71	9,05
F	18	9,10	Ca	40	14,32	As	75	10,1
F	19	10,41	Ca	41	8,40	Se	82	9,2
F	20	6,61	Ca	42	10,40	Br	79	10,6
Ne	20	16,88	Ca	43	7,99	Br	81	9,95
Ne	21	6,73	Ca	44	11,55	Rb	87	10,0 (8,8)
Ne	22	10,57	Ca	45	7,20	Sr	86	9,5
Ne	23	5,21	Sc	44	9,88	Sr	87	8,42
Na	21	18,40	Sc	45	11,28	Sr	88	9,80
Na	22	11,30	Sc	46	8,81	Sr	89	6,55
Na	23	12,05	Sc	47	9,73	Sr	90	8,18
Na	24	6,95	Sc	48	8,37	Sr	91	5,20
Na	25	9,44	Sc	49	9,30	Y	89	10,79
Mg	24	16,34	Ti	46	13,30	Y	90	7,22
Mg	25	7,33	Ti	47	8,72	Y	91	7,87
Mg	26	11,03	Ti	48	11,0	Zr	90	12,0
Mg	27	6,54	Ti	49	8,15	Zr	91	7,2
Al	26	11,11	V	48	9,73	Zr	92	8,73
Al	27	12,75	V	51	11,15	Nb	93	8,7
Al	28	7,72	V	52	7,30	Nb	94	7,26
Al	29	9,32	Cr	52	11,59	Mo	92	13,3

Tabelle 1. Fortsetzung

Element	Isotop	ε_n [MeV]	Element	Isotop	ε_n [MeV]	Element	Isotop	ε_n [MeV]
Mo	93	8,31	La	139	8,8	Fr	220	5,3
Mo	97	7,1	Ce	140	9,5	Fr	221	6,36
Mo	98	9,35	Ce	142	7,15	Ra	221	5,32
Rh	103	9,35	Pr	141	9,5	Ra	222	6,86
Rh	104	6,8	Nd	150	7,4	Ra	223	5,0
Rh	106	6,9	Ta	181	7,7 (7,55)	Ra	224	6,45
Pd	105	7,53	Ta	182	6,05	Ra	225	4,78
Pd	106	9,8	Re	187	7,3	Ra	226	6,08
Ag	107	9,6	Ir	193	7,8	Ra	227	4,9
Ag	108	7,0	Pt	194	9,5	Ra	229	4,6
Ag	109	9,14	Pt	195	6,14	Ac	223	6,58
Ag	110	6,35	Pt	196	8,0	Ac	224	5,78
Ag	111	9,0	Au	197	8,0	Ac	225	6,73
Cd	107	7,94	Au	198	6,4	Ac	228	5,1 (4,55)
Cd	108	9,92	Hg	201	6,4	Th	225	5,96
Cd	111	7,25	Tl	203	8,8	Th	226	7,14
Cd	112	9,3	Tl	204	6,53	Th	227	5,26
Cd	113	6,7	Tl	205	7,5	Th	228	7,07
Cd	114	9,046	Tl	206	6,16 (6,23)	Th	229	5,2 (5,4)
Cd	115	6,25	Tl	207	6,78	Th	230	6,5 (6,7)
Cd	116	8,7	Tl	208	3,91	Th	231	5,25 (4,6; 5,6)
In	113	9,6	Tl	209	4,95	Th	232	5,9 (6,0)
In	114	7,25	Tl	210	3,15	Th	233	4,9
In	115	9,05	Pb	206	8,1	Th	234	5,7
In	116	6,6	Pb	207	6,73	Th	235	4,7
In	117	8,3	Pb	208	7,38	Pa	227	6,9
Sn	115	7,7	Pb	209	3,87	Pa	228	6,16
Sn	116	9,1	Pb	210	5,35	Pa	229	7,15
Sn	117	7,24	Pb	211	3,56	Pa	231	6,9
Sn	118	9,0 (9,3)	Pb	212	5,26	Pa	232	5,4
Sn	119	6,5	Bi	209	7,44	Pa	233	6,7 (6,5)
Sn	121	6,2	Bi	210	4,72 (4,17)	Pa	234	5,1
Sn	124	8,5	Bi	211	4,9	U	229	6,26
Sb	121	9,2	Bi	212	4,46	U	230	7,72
Sb	122	7,0 (6,64)	Bi	213	5,18	U	233	5,9 (5,7)
Sb	123	9,3 (8,95)	Bi	214	3,11	U	234	6,7 (6,5)
Sb	124	5,56	Po	211	4,37	U	235	5,83 (5,4)
Sb	125	8,9	Po	212	6,06	U	236	6,43
Te	123	6,7	Po	213	4,19	U	238	5,6 (5,8)
Te	124	9,2	Po	214	6,02	U	239	4,63 (4,9)
Te	125	6,7	Po	215	3,89	Np	235	7,1
Te	126	8,72	Po	216	5,82	Np	236	5,36 (5,2)
Te	127	6,7	At	215	5,7	Np	239	6,4
Te	128	7,95	At	216	4,67	Np	240	5,0
J	127	9,12	At	217	5,96	Pu	239	5,77
J	128	7,34	At	218	3,92	Pu	240	6,43
J	131	8,73	Rn	217	4,52	Pu	242	6,27
Xe	129	7,0	Rn	218	6,66	Am	239	4,53
Xe	130	9,32	Rn	219	4,18	Am	242	5,57 (5,3)
Xe	131	6,8	Rn	220	6,42	Am	243	6,58
Xe	132	8,82	Fr	219	6,25	Cm	243	5,93
Cs	133	9,05						

§ 7. Die allgemeinen Eigenschaften der Neutronenquellen

1. Neutronenausbeute

Das wichtigste Merkmal einer Neutronenquelle ist ihre Intensität. Diese ist quantitativ durch die Anzahl der in der Zeiteinheit emittierten Neutronen bestimmt. Werden bei jeder Kernumwandlung in der Quelle ν Neutronen erzeugt, so ist die Intensität der Quelle gleich dem Produkt von ν mit der Anzahl der in einer Sekunde erfolgenden Umwandlungen. In einem Uranreaktor ist z. B. ν ungefähr gleich 2,5 pro Spaltung, und die Intensität des Reaktors als Neutronenquelle ist zahlenmäßig 2,5 mal so groß wie die Anzahl der pro Sekunde erfolgenden Spaltungsakte. Diese Anzahl ist ihrerseits der Energieleistung des Reaktors proportional. Folglich ist die Neutronenintensität des Reaktors ebenfalls proportional seiner Leistung.

In den einfachsten Kernreaktionen wird bei jeder Kernumwandlung ein Neutron emittiert. Folglich ist $\nu = 1$, und die Intensität der Quelle ist gleich der Anzahl der pro Sekunde erfolgenden Umwandlungen. Offensichtlich ist die Anzahl der Umwandlungen proportional der Anzahl der bombardierenden Teilchen. Die Intensität der Quelle ist also proportional der Intensität des bombardierenden Teilchenstromes.

In Beschleunigern geladener Teilchen ist z. B. die Neutronenintensität der Quelle dem Strom der beschleunigten Teilchen durch das Target proportional. Diese Abhängigkeit ist trivial und bedarf keiner Erörterung.

Die Anzahl der Kernumwandlungen, die auf ein bombardierendes Teilchen kommen, wird als Ausbeute der Reaktion bezeichnet. Sie hängt von dem Charakter der Umwandlung und von der Energie der bombardierenden Teilchen ab. Hat die Energie aller dieser Teilchen denselben Wert E, so ist die Ausbeute B gegeben durch den Ausdruck

$$B = \sigma n x,$$

wo σ der effektive Wirkungsquerschnitt der Reaktion, n die Anzahl der Kerne in 1 cm^3 des Targets und x die Dicke des Targets in cm ist.

Dieser Ausdruck gilt nur für ein dünnes Target, d. h. für ein Target, dessen Stärke so bemessen ist, daß der Energieverlust der bombardierenden Teilchen gering ist. Anderenfalls ist die Bedingung der Energiegleichheit aller bombardierenden Teilchen verletzt, und der Ausdruck für die Ausbeute wird wegen der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ von der Energie E komplizierter.

Somit ist die Neutronenausbeute für dünne Targets dem Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion und der Targetdicke proportional. Vom Standpunkt der Ausbeute ist es vorteilhaft, ein dickes Target zu verwenden, d. h. ein solches, in dem die bombardierenden Teilchen ihre Energie bis zur vollständigen Abbremsung verlieren, deren Dicke also die freie Weglänge der bombardierenden Teilchen übertrifft. In einem dicken Target jedoch können die bombardierenden Teilchen jeder beliebigen Energie zwischen dem Anfangswert und Null in Reaktion treten. Indessen hängt die Energie des bei der Reaktion emittierten Neutrons von der Energie des bombardierenden Teilchens ab.

Daher ist die Verwendung dicker Targets nur dann möglich, wenn die Energie der auftretenden Neutronen unwesentlich ist. Um Neutronen mit bestimmter Energie, d. h. monochromatische Neutronen, zu erzeugen, muß man ein dünnes Target verwenden, wobei die Neutronen um so monochromatischer sind, je dünner das Target ist.

Die Ausbeute für ein dickes Target läßt sich berechnen, wenn die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion von der Teilchenenergie und die Gesetzmäßigkeit des Energieverlustes in Abhängigkeit von der Targetdicke bekannt sind. In einer dünnen Schicht dx, die sich in der Tiefe x befindet, beträgt die Ausbeute

$$dB = \sigma(x)\, n\, dx.$$

Die wirksame Gesamttiefe des Targets ist gleich der Weglänge der bombardierenden Teilchen R, und die Gesamtausbeute beträgt folglich

$$B = n \int_0^R \sigma(x)\, dx. \tag{2.1}$$

Gewöhnlich ist der Reaktionsquerschnitt σ als Funktion der Energie E der bombardierenden Teilchen bekannt (falls er überhaupt bekannt ist). Deshalb ist es bequem, das Integral auf die Variable E umzuschreiben. Führen wir unter dem Integral $\sigma(E)$ an Stelle von $\sigma(x)$ ein, so müssen wir für dx den Ausdruck

$$\frac{dx}{dE}\, dE = \frac{1}{\frac{dE}{dx}}\, dE$$

einsetzen und die Integrationsgrenzen entsprechend verändern, wobei zu berücksichtigen ist, daß der Tiefe 0 die Energie E_0 und der Tiefe R die Energie $E = 0$ entsprechen.

Das Integral erhält dann die Form

$$B = n \int_{E_0}^{0} \frac{\sigma(E)}{\frac{dE}{dx}}\, dE = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{-\frac{dE}{dx}}\, dE. \tag{2.2}$$

Das Bremsgesetz, das durch die Größe $-\frac{dE}{dx}$ ausgedrückt wird, ist für die Mehrzahl der zur Beschießung verwendeten Teilchen in einem weiten Energiebereich bekannt. Ist auch $\sigma(E)$ bekannt, so läßt sich die Ausbeute eines dicken Targets für jede beliebige Anfangsenergie E_0 berechnen.

Aus der Gleichung (2.2) folgt, daß die Ausbeute $B(E_0)$, die eine Funktion der Anfangsenergie E_0 der bombardierenden Teilchen darstellt, um so größer ist, je größer E_0 und der Wirkungsquerschnitt σ und je geringer die Energieverluste $-\frac{dE}{dx}$ (Ionisationsverluste) sind.

In vielen Fällen ist $\sigma(E)$ überhaupt nicht oder nur für einzelne Energiewerte bekannt. Dann kann die Ausbeute eines dicken Targets nicht berechnet werden. Man kann sie nur direkt aus dem Experiment bestimmen.

Andererseits gestattet die Kenntnis der Ausbeute $B(E_0)$ als Funktion der Energie E_0 der bombardierenden Teilchen die Bestimmung von $\sigma(E)$. Wir finden durch Differentiation nach der oberen Grenze E_0

$$\sigma(E) = \frac{dE}{dx} \frac{dB}{dE} \frac{1}{n}. \tag{2.3}$$

Die Messung der Ausbeute eines dicken Targets für verschiedene Energien der bombardierenden Teilchen gibt somit die Möglichkeit, die Abhängigkeit des Reaktionsquerschnittes von der Energie zu bestimmen. Die Ableitung einer experimentellen Kurve ist jedoch stets weniger genau bekannt als die Kurve selbst. Daher ist die Bestimmung des Querschnittes auf diese Weise ziemlich grob.

Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Kernreaktionen schwanken in sehr weiten Grenzen. Außerdem liegt für jede Reaktion eine ziemlich komplizierte Abhängigkeit von der Energie der bombardierenden Teilchen vor. Der allgemeine Charakter der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ von E wird wesentlich durch die Reaktionsenergie bestimmt. Die Reaktionsenergie Q wird für exotherme Reaktionen, d. h. für Reaktionen, die unter Freisetzung von Energie verlaufen, als positiv angenommen (die Summe der kinetischen Energien der Reaktionsprodukte ist größer als die Summe der kinetischen Energien der reagierenden Teilchen). Für endotherme Reaktionen ist die Reaktionsenergie negativ.

Exotherme Kernreaktionen, die Neutronen liefern, sind bei Beschießung der Kerne mit geladenen Teilchen möglich. Reaktionen vom Typ (γ, n) sind immer endotherm. Exotherme Kernreaktionen sind bei jeder beliebigen Energie der bombardierenden Teilchen möglich. Ein geladenes Teilchen mit geringer kinetischer Energie dagegen stößt auf den Potentialwall des Kerns, und der Reaktionsquerschnitt wird unter diesen Bedingungen von der Durchlässigkeit dieses Walls abhängen. Die Durchlässigkeit des Walls ist für alle, selbst für sehr kleine Energien E, von Null verschieden. Deshalb ist auch der Querschnitt einer exothermen Reaktion bereits bei sehr kleinen E-Werten von Null verschieden. Da die Durchlässigkeit des Walls mit steigender Teilchenenergie exponentiell anwächst, nimmt auch der Wirkungsquerschnitt exponentiell zu. Erreicht die Teilchenenergie einen Wert nahe der Energie des Walls B, so hört das Anwachsen des Wirkungsquerschnitts auf, und dieser erreicht einen Wert, der sich bei weiterem Anwachsen der Energie kaum noch ändert. Der absolute Wert des Wirkungsquerschnitts ist in diesem Gebiet nahezu gleich dem geometrischen Querschnitt des Kerns

$$\pi R^2 = \pi r_0^2 A^{\frac{2}{3}}$$

$\left(R = r_0 A^{\frac{1}{3}}\right.$ ist der Kernradius, A die Massenzahl$\Big)$, wenn die Reaktion unter Emission eines Neutrons die einzig mögliche ist, d. h., wenn es keine miteinander konkurrierenden Zerfallsprozesse des Kerns gibt. Beim Vorhandensein solcher konkurrierender Prozesse verteilt sich der geometrische Querschnitt $\pi \cdot R^2$ auf diese, und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion, die unter Emission eines Neutrons verläuft, kann bedeutend kleiner als πR^2 sein.

Ein charakteristisches Beispiel [1] der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ von der Energie E_d stellt die exotherme Reaktion D (d, n) He^3 dar (siehe Abb. 13). Im Bereich kleiner Energien ist aus der Darstellung wenig zu ersehen, es ist aber bekannt, daß die Reaktion bereits bei Deuteronenenergien unter 50 keV beginnt und daß dann die Ausbeute mit wachsender Energie schnell zunimmt.

Für $E_d \approx 1{,}5$ MeV erreicht der Querschnitt einen „Sättigungswert" von 0,1 barn¹), den er dann bis zu $E_d = 3{,}6$ MeV beibehält. Der konkurrierende Prozeß ist in diesem Fall die Emission eines Protons in der Reaktion D (d, p) H^3. Der totale Querschnitt teilt sich annähernd zu gleichen Teilen auf diese beiden Prozesse auf.

Ähnlich erweist sich die Abhängigkeit σ von E auch für andere exotherme Reaktionen, nur mit dem Unterschied, daß für schwerere Kerne der Potentialwall höher ist und das Sättigungsgebiet des Querschnitts nach rechts zu größeren E-Werten verschoben wird.

Abb. 13. Totaler Querschnitt der Reaktion D (d, n) He^3

In einigen Fällen wird die angegebene stetige Abhängigkeit durch Resonanzeffekte gestört. Ist die Anregungsenergie E des Zwischenkerns, der sich aus dem bombardierten Kern und dem bombardierenden Teilchen bildet, gleich der Energie eines seiner quasistationären Quantenzustände, so wächst der Reaktionsquerschnitt bei dem entsprechenden E-Wert steil an. Da die Anregungsenergie des Zwischenkerns gleich der Summe $E + \varepsilon$ ist (ε ist die Bindungsenergie des bombardierenden Teilchens im Zwischenkern und E seine kinetische Anfangsenergie), so wird die Resonanzbedingung $E + \varepsilon = E_i^*$ nur bei einem Werte E für jedes Niveau erfüllt. Ein Beispiel für die Resonanzabhängigkeit des Querschnitts von E stellt die Reaktion Be^9 (α, n) C^{12} dar (siehe Abb. 15).

Endotherme Reaktionen sind nur bei Energien der bombardierenden Teilchen möglich, die einen bestimmten Grenzwert übersteigen, der als Schwellenwert der Reaktion S bezeichnet wird. Folglich ist für $E < S$ der Reaktionsquerschnitt gleich Null. Der Schwellenwert S ist nicht gleich dem absoluten Wert der Reaktionsenergie Q, sondern übertrifft diesen stets, da ein Teil der kinetischen Energie des bombardierenden Teilchens auf den Zwischenkern übergeht, der seinen Impuls aufnimmt. Die Beziehung zwischen S und Q ist durch die einfache Formel

$$S = -\frac{M+m}{M} Q = -\left(1 + \frac{m}{M}\right) Q \tag{2.4}$$

¹) 1 barn $= 10^{-24}$ cm²

gegeben, die aus den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls folgt (M und m sind entsprechend die Massen des bombardierten Kerns und des bombardierenden Teilchens).

Je kleiner das Verhältnis $\frac{m}{M}$ ist, desto näher liegt der Schwellenwert S dem Wert der Reaktionsenergie Q.

Bei Werten $E > S$ wächst der Reaktionsquerschnitt im allgemeinen bedeutend schneller mit wachsender Energie an als bei exothermen Reaktionen. Die Art des Anwachsens hängt von dem Verhältnis zwischen der Schwelle und dem Potentialwall B ab. Ist $S < B$, so wächst der Querschnitt schnell bis zu Werten an, die durch die Durchlässigkeit des Walls gegeben sind, und verändert sich dann ebenso wie der Querschnitt einer exothermen Reaktion, d. h., er erreicht einen Sättigungswert oder sogar ein Maximum bei $E \approx B$, wobei bei Sättigung der Querschnitt entweder gleich dem geometrischen Querschnitt des Kerns oder kleiner als dieser ist, falls konkurrierende Zerfallsprozesse auftreten. Für $S > B$ erreicht der Querschnitt sehr bald nach dem Schwellenwert eine Sättigung. Jedenfalls wachsen bei endothermen Reaktionen Querschnitt und Ausbeute hinter der Reaktionsschwelle stark an, und diese läßt sich daher mit großer Genauigkeit bestimmen. Davon macht man oft Gebrauch bei der Eichung von Hochspannungsbeschleunigern, die nicht mit genügend zuverlässigen Geräten zur Messung des absoluten Wertes der Beschleunigungsspannung ausgestattet sind.

Der angedeutete allgemeine Charakter der Abhängigkeit des Querschnitts von der Energie kann auch in diesem Fall, wie bei exothermen Reaktionen, durch Resonanzerscheinungen wesentlich entstellt werden. Als Beispiel kann man auf die Abhängigkeit des Querschnitts von der Energie des Protons in der Reaktion Li^7 (p, n) Be^7 hinweisen (siehe Abb. 41). Unmittelbar hinter der Schwelle ($S = 1{,}882$ MeV) steigt der Querschnitt sehr steil an, erreicht 0,24 barn und bleibt dann konstant. Bei einer Protonenenergie von ungefähr 2,2 MeV beobachtet man jedoch ein Resonanzmaximum des Querschnittes, das dem quasistationären Zustand des Zwischenkerns Be^8 mit der Anregungsenergie $E^* = 19{,}1$ MeV entspricht.

Unter Berücksichtigung der allgemeinen Gesetzmäßigkeiten in der Abhängigkeit des Reaktionsquerschnittes von der Energie der bombardierenden Teilchen kann man folgende Schlüsse über die Neutronenausbeute ziehen. Für ein dünnes Target erfährt die Ausbeute, die dem Reaktionsquerschnitt bei entsprechender Energie proportional ist, unregelmäßige Schwankungen von einer Reaktion zur anderen und verändert sich auch für eine bestimmte Reaktion in Abhängigkeit von der Energie der bombardierenden Teilchen. Bei gegebener, nicht allzu großer Energie der Teilchen ist die Ausbeute um so größer, je niedriger der Potentialwall des Kerns für das bombardierende Teilchen ist. Deshalb verwendet man als Target mit Vorteil leichte Stoffe mit geringer Kernladung. Allerdings ist für leichte Stoffe der geometrische Querschnitt kleiner als für schwere, aber dies führt nicht zu einer Verminderung der Ausbeute, da der geometrische Querschnitt der Teilchenzahl A in der

Potenz $\frac{2}{3}$ proportional ist $\left(\pi R^2 = \pi r_0^2 A^{\frac{2}{3}}\right)$, während das Bremsvermögen des Targets annähernd proportional der Anzahl der Elektronen im Target, d. h. proportional der Kernladung Z und folglich auch der Teilchenzahl A im Kern ist. Infolgedessen enthält bei gleichem Bremsvermögen, d. h. bei gleichen mittleren Energieverlusten, ein Target aus einem leichteren Element eine größere Anzahl Kerne, und der gesamte geometrische Querschnitt aller Kerne des Targets ist $A^{-\frac{1}{3}}$ proportional, d. h., er ist für leichte Stoffe größer als für schwere.

Die Ausbeute eines dicken Targets, die durch die obenangeführte Integralabhängigkeit von σ und $\frac{dE}{dx}$ gegeben ist, steigt offensichtlich stets mit der Energie der bombardierenden Teilchen monoton an. In jenen Fällen, in denen man den Querschnitt als unabhängig von der Energie betrachten kann (z. B. wenn die Energie der bombardierenden Teilchen viel größer ist als die Energie des Potentialwalls und der Querschnitt in einem großen Energieintervall konstant bleibt), ist die Ausbeute als proportional zur Weglänge der bombardierenden Teilchen anzusehen. Ziehen wir σ vor das Integral, so erhalten wir tatsächlich

$$B = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma}{-\frac{dE}{dx}} dE = n \sigma R. \tag{2.5}$$

Für das wesentlichste Energieintervall (in der Größenordnung einiger Millionen Elektronenvolt) kann man die Weglänge der bombardierenden geladenen Teilchen proportional $E^{\frac{3}{2}}$ ansetzen. Folglich ist auch die Ausbeute für ein dickes Target bei der Beschießung mit Teilchen, deren Energie bedeutend die Energie des Potentialwalls übertrifft, ungefähr $E^{\frac{3}{2}}$ proportional.

2. Energie der Neutronen

Ein zweites wesentliches Merkmal einer Neutronenquelle ist das Energiespektrum der von ihr emittierten Neutronen. Die gröbste Unterscheidung der Neutronen bezüglich ihrer spektralen Verteilung wird durch die allgemein gebräuchlich gewordenen Begriffe „schnelle Neutronen“ und „langsame Neutronen“ getroffen. Eine scharfe Abgrenzung dieser Begriffe gibt es nicht; sie kann sich in Abhängigkeit vom jeweiligen Gesichtspunkt ändern. Man kann die Neutronen als langsame ansehen, deren Wellenlänge $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\lambda}{2\pi}$ viel größer ist als die Kerndimensionen, d. h., man kann langsame Neutronen durch die Bedingung

$$\lambda\!\!\!^{-} \gg R$$

definieren, wobei R der Kernradius ist. Eine solche Definition läuft grundsätzlich darauf hinaus, daß man als langsame Neutronen solche bezeichnet, deren Einfangsquerschnitte, welche im Resonanzfall die Werte $\pi \lambda^2$ erreichen, viel größer sein können als der geometrische Kernquerschnitt.

Ausgehend von dieser Definition, können solche Neutronen als langsame angesehen werden, deren Energie kleiner ist als 20 bis 50 keV, unter anderem natürlich auch die thermischen Neutronen.

Die überwiegende Mehrzahl der Neutronenquellen emittiert unmittelbar schnelle Neutronen. Zur Gewinnung langsamer Neutronen bringt man die Quelle in irgendeine Bremssubstanz, in der die Neutronen durch zahlreiche Stöße mit Kernen ihre Energie verlieren. In diesem Fall ist offenbar das Spektrum der aus der Quelle unmittelbar emittierten Neutronen nur in der Hinsicht von Bedeutung, als die Bedingungen der optimalen Abbremsung etwas von diesem Spektrum abhängen. Je größer z. B. die Energie der primären Neutronen ist, desto größer muß die Dicke der Bremssubstanz sein. Allgemein kann man jedoch sagen, daß der Bremsprozeß jede Erinnerung an das primäre Neutronenspektrum verwischt und daß deshalb zur Erzeugung langsamer Neutronen nur die Ausbeute und die Intensität der Quelle von Bedeutung sind und jedes beliebige Primärspektrum zulässig ist.

Für eine ganze Reihe überaus interessanter und wichtiger Probleme der Kernphysik ist jedoch nicht nur die Kenntnis des Spektrums der schnellen Neutronen einer Quelle erforderlich, sondern auch die Möglichkeit, es zu beeinflussen. So erfordert das Studium des Querschnitts der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen, welches Aussagen über das System der Energieniveaus der Kerne liefert, die Anwendung monochromatischer Neutronen mit veränderlicher Energie. In Zusammenhang mit diesen und ähnlichen Problemen gewinnt die Frage nach dem Neutronenspektrum entscheidende Bedeutung, und die Auswahl der Quelle wird auf Grund ihrer Spektraleigenschaften getroffen, gewöhnlich sogar auf Kosten der Ausbeute.

Die Energie der von der Quelle emittierten Neutronen hängt in erster Linie von der Energie der entsprechenden Reaktion Q und der kinetischen Energie E der bombardierenden Teilchen ab (die Frage nach der Energie der Neutronen bei einer Spaltung lassen wir vorerst außer acht; sie wird später erörtert werden). Diese Abhängigkeit kann man bestimmen, indem man von den Energie- und Impulserhaltungssätzen ausgeht. Wir bezeichnen mit E, p, v und m Energie, Impuls, Geschwindigkeit und Masse des bombardierenden Teilchens, mit E_a, P_a, V_a und M_a Energie, Impuls, Geschwindigkeit und Masse des bombardierten Kerns (wir möchten hierbei bemerken, daß man E_a, P_a und V_a gleich Null setzen kann) und mit E_b, P_b, V_b, M_b und E_n, p_n, v_n, m_n Energie, Impuls, Geschwindigkeit und Masse des Endkerns bzw. des Neutrons.

Man kann dann den Energieerhaltungssatz in der Form

$$E + Q = E_b + E_n$$

schreiben und den Impulserhaltungssatz in der Form

$$P_b^2 = p^2 + p_n^2 - 2 p p_n \cos\theta,$$

wobei θ der Winkel zwischen der Flugrichtung des Neutrons und der des bombardierenden Teilchens ist.

Unter Benutzung der Beziehung

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

und durch Elimination von E_b aus beiden Gleichungen erhält man leicht folgende Formel

$$Q = \left(1 + \frac{m_n}{M_b}\right) E_n - \left(1 - \frac{m}{M_b}\right) E - \frac{2}{M_b} \sqrt{m m_n E E_n} \cos\theta, \tag{2.6}$$

die implizit die Abhängigkeit der Neutronenenergie von der Reaktionsenergie Q, von der Energie E des bombardierenden Teilchens, vom Flugwinkel θ des emittierten Neutrons und von den Massenverhältnissen der an der Reaktion beteiligten Teilchen angibt. Die Auflösung der Gleichung nach E_n in der allgemeinen Form ist ziemlich umständlich und für die Analyse unbequem. Der Charakter der Abhängigkeit der Energie E_n von den genannten Größen läßt sich besser an Sonderfällen verfolgen.

Die Abhängigkeit E_n vom Flugwinkel θ erhält man, indem man Gleichung (2,6) in die folgende Form bringt

$$\sqrt{E_n}(\sqrt{E_n} - a\cos\theta) = A. \tag{2.7}$$

Hierbei sind $a = \frac{2\sqrt{m m_n}}{M_b + m}\sqrt{E}$ und $A = \frac{M_b - m}{M_b + m_n} E + \frac{M_b + m_n}{M_b} Q$ für eine vorgegebene Reaktion bei vorgegebener Energie E der einfallenden Teilchen konstante Größen. Aus Gleichung (2.7) folgt, daß $\sqrt{E_n}$ und folglich auch E_n bei einer Vergrößerung des Winkels θ abnehmen, da die Konstanten a und A positiv sind. Die Abhängigkeit der Größe E_n vom Flugwinkel wird durch die Geschwindigkeit des Zwischenkerns bestimmt. Das Maß für die Geschwindigkeits- und Energieänderung in Abhängigkeit von Winkel θ ist gegeben durch die Größe des Koeffizienten

$$a = \frac{2\sqrt{m m_n}}{M_b + m_n}\sqrt{E}.$$

Die Abhängigkeit der Energie E_n vom Winkel θ hat große praktische Bedeutung, da sie uns gestattet, in ein und derselben Reaktion bei unveränderter Energie der bombardierenden Teilchen Neutronen verschiedener Energie zu erhalten. Insbesondere fand dieser Umstand bei Arbeiten mit der Quelle $D\,(\mathrm{d, n})\,\mathrm{H}^3$ weitverbreitete Anwendung.

Die Abhängigkeit der Neutronenenergie E_n von der Energie E der bombardierenden Teilchen und der Reaktionsenergie Q läßt sich leicht verfolgen, wenn man $\theta = 90°$ setzt, d. h. für Neutronen, die unter einem rechten Winkel zu dem Bündel der bombardierenden Teilchen emittiert werden. Da die Abhängigkeit E_n vom Winkel immer stetig und monoton ist, stellt $E_n(90°)$ einen gewissen Mittelwert für die Energie der in jeder Reaktion erhaltenen Neutronen dar. Unter der Bedingung $\cos\theta = 0$ kann man die Gleichung (2.6) in der Form

$$E_n(90°) = \frac{M_b - m}{M_b + m_n} E + \frac{M_b}{M_b + m_n} Q \tag{2.8}$$

schreiben.

Wir sehen, daß E_n (90°) stets mit wachsender Energie E der bombardierenden Teilchen wächst. Der Fall $M_b - m < 0$, für den dieser Schluß nicht gerechtfertigt wäre, ist für Reaktionen mit Aussendung eines Neutrons unmöglich. Ein monotones Anwachsen des Wertes E_n bei Vergrößerung von E gilt auch für alle Winkel $\theta < 90°$. Jedoch ist für $\theta > 90°$, insbesondere für $\theta = 180°$, die Änderung von E_n mit wachsendem E komplizierter. In einigen Fällen kann eine Abnahme von E_n (180°) mit wachsendem E eintreten. Diese Fälle lassen sich auf Grund einer ausführlichen Analyse der Gleichung (2.7) klären; wir werden allerdings nicht darauf eingehen. Als Beispiel weisen wir nur auf die Abhängigkeit der Größe E_n (180°) von E in den Reaktionen D(d, n)He^3 und T(d, n)He^4 hin (siehe die Abb. 26 und 33).

Jedenfalls wächst für die Neutronen der vorderen Halbkugel und bisweilen auch für zurückfliegende Neutronen die Energie mit zunehmender Energie der bombardierenden Teilchen. Daher kann man in ein und derselben Reaktion und ein und derselben Richtung hinsichtlich des Bündels der bombardierenden Teilchen (z. B. nach vorn) Neutronen verschiedener Energie erhalten, wenn die Möglichkeit besteht, die Energie der bombardierenden Teilchen zu verändern. Dieses Verfahren findet gegenwärtig in Versuchen mit monochromatischen schnellen Neutronen weitverbreitete Anwendung. Die Abhängigkeit der maximalen und minimalen Energie der in einigen Reaktionen auftretenden Neutronen von der Energie der bombardierenden Teilchen ist in Abb. 14 dargestellt.

Abb. 14. Abhängigkeit der maximalen und minimalen Neutronenenergie von der Energie der bombardierenden Teilchen für verschiedene Reaktionen

Abszisse: Energie der bombardierenden Teilchen in MeV; Ordinate: Energie der Neutronen in MeV

Die Abhängigkeit E_n (90°) von Q geht auch aus Gleichung (2.8) klar hervor. Die Neutronenenergie ist um so größer, je größer die Reaktionsenergie ist. Diese Regel gilt für beliebige Winkel und für beliebige Energiewerte E.

Die Energie Q kann allerdings für ein und dieselbe Reaktion mehrere verschiedene Werte annehmen, wenn der Endkern infolge der Reaktion nicht nur im Grundzustand, sondern auch in angeregten Zuständen gebildet wird. In einem solchen Fall entsprechen jedem Wert der Energie der bombardierenden Teilchen und des Flugwinkels θ mehrere verschiedene Energiewerte der Neutronen. Folglich kann man unter beliebigen sonstigen Be-

dingungen keine monochromatischen Neutronen in einer Reaktion erhalten, die mehrere Q-Werte besitzt. Bestenfalls erhält man ein Linienspektrum. Es muß hierbei bemerkt werden, daß die Anzahl der möglichen Q-Werte für jede Reaktion von der Energie der bombardierenden Teilchen abhängt. Tatsächlich entspricht negativen Q-Werten eine gewisse Reaktionsschwelle, und sie können deshalb nur dann auftreten, wenn $E > S$ ist. Aus diesem Grunde kann die Zahl der möglichen Q-Werte mit der Energie der bombardierenden Teilchen wachsen. Es kann vorkommen, daß sich z. B. eine Reaktion, die zur Gewinnung monochromatischer Neutronen mit einer kleinen Energie geeignet ist, für große Energien als ungeeignet erweist, da zur ursprünglichen Neutronengruppe eine neue Gruppe mit geringerer Energie hinzutritt. Das geschieht z. B. im Fall der gut bekannten Reaktion $L^7(p, n)Be^7$.

Infolgedessen sind die Möglichkeiten zur Gewinnung monochromatischer Neutronen mit großer Energie ziemlich stark beschränkt. Selbst in Reaktionen mit leichten Kernen vom Typ D und T, in denen die Endkerne keine angeregten Zustände besitzen, werden bei großer Energie der bombardierenden Teilchen komplizierte Aufspaltungen in mehrere Teilchengruppen möglich. Deshalb erweist sich das Spektrum der emittierten Neutronen als kontinuierlich.

3. Winkelverteilung der Neutronen

Als Winkelverteilung bezeichnet man gewöhnlich die Abhängigkeit der Strahlungsintensität, im gegebenen Fall der Neutronenintensität, vom Winkel θ zwischen der Richtung der bombardierenden Teilchen und der Richtung von der Quelle zum Beobachtungspunkt. Es versteht sich von selbst, daß der Begriff der Winkelverteilung nur dann einen Sinn hat, wenn eine Richtung der bombardierenden Teilchen ausgezeichnet ist. Fallen jedoch die bombardierenden Teilchen aus allen Richtungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit, wie z. B. in den Ra + Be-Quellen, auf die Targetsubstanz, so ist auch der Neutronenstrom über alle Richtungen gleichmäßig verteilt.

Die Kenntnis der Winkelverteilung gestattet es, die günstigsten Bestrahlungsbedingungen zu wählen und die Intensität des Neutronenbündels für jede beliebige Richtung abzuschätzen.

Die Winkelverteilung kann man entweder durch relative Werte charakterisieren, die der Dichte des Neutronenstroms proportional sind, oder durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Unter differentiellem Querschnitt versteht man den Wirkungsquerschnitt des Kerns für eine solche Reaktion, in deren Verlauf ein Neutron pro Raumwinkeleinheit unter vorgegebenem Winkel θ emittiert wird. Dieser Querschnitt ist durch folgende Beziehung definiert:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{n(\theta)}{fN}. \tag{2.9}$$

Hierbei ist $n(\theta)$ die Anzahl der pro Raumwinkeleinheit unter dem Winkel θ ausgesendeten Neutronen, f ist die Anzahl der bombardierenden Teilchen und N die Anzahl der bombardierten Kerne pro Quadratzentimeter des Targets. Die Integration des differentiellen Querschnitts über alle Winkel ergibt den gesamten (integralen) Reaktionsquerschnitt für die Neutronenbildung. Im Falle einer isotropen Neutronenemission ist der integrale Querschnitt 4π-mal größer als der differentielle Querschnitt.

Zur theoretischen Analyse der Winkelverteilung benutzt man gewöhnlich der Einfachheit und Anschaulichkeit wegen ein Koordinatensystem, das mit dem Schwerpunkt der reagierenden Teilchen verbunden ist. In diesem Koordinatensystem ist die Impulssumme gleich Null, während die Geschwindigkeit des Systems selbst in bezug auf das Laboratorium (im Laborsystem) durch die Beziehung

$$\mathfrak{V}_c = \frac{m}{M_a + m}\,\mathfrak{v}$$

gegeben ist. Hierbei ist $\mathfrak{V}_c$ der Geschwindigkeitsvektor des Schwerpunktes, m die Masse des bombardierenden Teilchens, M_a die Masse des Targetkerns und $\mathfrak{v}$ der Geschwindigkeitsvektor des bombardierenden Teilchens im Laborsystem.

Die Geschwindigkeit des Targetkerns im Laborsystem wird dabei zu Null angenommen. Zur Umrechnung von der direkt im Experiment zu beobachtenden Winkelverteilung $I(\theta)$ im Laborsystem auf die Winkelverteilung $I_0(\theta_0)$ im Schwerpunktsystem kann man die Beziehung

$$I(\theta)\,d\omega = I_0(\theta_0)\,d\omega_0$$

benutzen, wobei $d\omega_0 = 2\pi \sin\theta_0\, d\theta_0$ und $d\omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta$ die Raumwinkelelemente im Schwerpunkts- bzw. Laborsystem sind. Die Beziehung zwischen den Raumwinkeln $d\omega_0$ und $d\omega$ findet man z. B. auf Grund der Gleichung

$$\operatorname{ctg}\theta = \operatorname{ctg}\theta_0 + \frac{V_c}{v_0 \sin\theta_0},$$

die unmittelbar aus dem Geschwindigkeitsdiagramm hervorgeht. Hier ist v_0 die Geschwindigkeit (die unabhängig vom Winkel ist) in den Schwerpunktskoordinaten jenes Teilchens, für das die Verteilung gesucht wird, speziell des Neutrons.

Es ist unmittelbar zu erkennen, daß die Winkelverteilung in bezug auf die Richtung des Bündels der bombardierenden Teilchen symmetrisch sein muß, d. h., sie muß in jeder durch diese Richtung verlaufenden Ebene gleich sein. Dies gilt für beide Koordinatensysteme, wenn freilich die Teilchen nicht in irgendeiner bestimmten Ebene durch ihre Spins oder magnetische Momente orientiert sind. In einem solchen Fall kann die Axialsymmetrie verletzt sein. Gewöhnlich sind jedoch sowohl die bombardierenden Teilchen als auch die Targetkerne in alle Richtungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit orientiert. Deshalb kann man die Winkelverteilung als Funktion allein des Winkels θ (im Laborsystem) oder θ_0 (im Schwerpunktssystem) ansehen.

Im allgemeinen Fall kann man die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte, unter anderem auch der Neutronen, in Form einer Reihenentwicklung nach Kugelfunktionen darstellen:

$$d\sigma(\theta_0) = \sum A_L \cdot P_L(\cos\theta_0)\, d\omega .$$

Hier ist $P_L(\cos\,\theta_0)$ eine Kugelfunktion L-ten Grades und A_L der Entwicklungskoeffizient, der vom relativen Anteil der an der Reaktion beteiligten Zustände mit unterschiedlichen Bahnmomenten l abhängt. Diese Abhängigkeit ist ausführlich in der Arbeit von BLATT und BIEDENHARN [1] untersucht worden. Der Grad L des letzten Gliedes der Entwicklung ist gleich dem doppelten Wert des maximalen Moments l, das einen merklichen Beitrag zu der Reaktion liefert. Folglich ist die Anzahl der Glieder in der Entwicklung um so größer, je mehr Zustände mit verschiedenen Momenten l in der Reaktion eine wesentliche Rolle spielen. Würde die Reaktion nur in einem Zustand mit einem Wert des Moments l erfolgen, so wäre die Winkelverteilung durch die Gleichung $d\sigma(\vartheta_0) = [a_l P_l(\cos\theta_0)]^2 d\omega_0$ gegeben, d. h., sie wäre dem Quadrat der Kugelfunktion l-ten Grades proportional. Insbesondere ist die Winkelverteilung für $l = 0$ kugelsymmetrisch, da die Kugelfunktion nullten Grades $P_0(\cos\,\theta_0) = 1$ nicht vom Winkel θ_0 abhängt.

Im allgemeinen Fall, wenn an der Reaktion Zustände mit verschiedenem l beteiligt sind, ist die Winkelverteilung komplizierter. Neben den Quadraten der Kugelfunktionen treten in ihr Produkte von Funktionen verschiedenen Grades auf.

Die Maxima sämtlicher Kugelfunktionen des Grades $l > 0$ liegen bei den Winkeln $\theta_0 = 0$ und $\theta_0 = 180°$ (siehe Abb. 86) [2]. Daher ist zu erwarten, daß bei Reaktionen mit langsamen bombardierenden Teilchen die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte kugelsymmetrisch sein wird. Entsprechend der Energiezunahme wird sie jedoch wegen der größeren Wahrscheinlichkeit für Stöße mit $l \neq 0$ von der Kugelsymmetrie abweichen und sich in Richtung der Stoßachse ausdehnen, d. h., im Schwerpunktssystem sind die größten Intensitätswerte nach vorn und nach hinten zu erwarten. Hieraus folgt, daß im Laborsystem die größte Intensität des Neutronenstroms in Richtung nach vorn auftreten wird.

Eine Voraussage über die Winkelverteilung der Neutronen ist (für $\lambda\!\!\!^{-} \sim R$) selbst für die einfachsten Kernreaktionen praktisch unmöglich. Schon die theoretische Deutung der aus dem Experiment bekannten Winkelverteilung ist im allgemeinen eine überaus schwierige und nicht vollkommen eindeutige Aufgabe. Deshalb sind Versuchsergebnisse die einzige Quelle unserer Kenntnis von der Winkelverteilung der Neutronen bei nicht sehr kleinen Energien der bombardierenden Teilchen.

Einige Besonderheiten der Winkelverteilung der Neutronen, die eine zuverlässige theoretische Beschreibung zulassen, kommen in endothermen Reaktionen zum Ausdruck, wenn die Energie der bombardierenden Teilchen in der Nähe der Reaktionsschwelle liegt. Um diese Besonderheiten zu klären, setzen wir voraus, daß die endotherme Reaktion bei einer Energie der bombardierenden Teilchen abläuft, die genau gleich dem Schwellenwert ist ($E = S$).

Dann ist die Energie und die Geschwindigkeit des Neutrons im Schwerpunktssystem gleich Null. Im Laborsystem stimmt jedoch die Geschwindigkeit des Neutrons mit der Geschwindigkeit des Schwerpunkts überein, d. h.

$$\mathfrak{v}_n = \mathfrak{V}_c = \frac{m}{M_a + m}\,\mathfrak{v} = \frac{m}{M_b + m_n}\,\mathfrak{v}.$$

Folglich ist beim Schwellenwert der Energie der bombardierenden Teilchen die Neutronenenergie nicht Null, sondern gleich

$$E_s = \frac{m\,m_n}{(M_b + m_n)^2}\,S = \frac{m\,m_n}{(M_a + m)^2}\,S.$$

Hier ist m die Masse der bombardierenden Teilchen, M_a die Masse des Targetkerns, M_b die Masse des Endkerns, während die Geschwindigkeit eine einzige Richtung, nach vorn, in Richtung der bombardierenden Teilchen besitzt. In anderen Richtungen gibt es keine Neutronen; sie sind alle in einer Richtung konzentriert. Übertrifft die Energie der bombardierenden Teilchen den Schwellenwert, so ist auch die Neutronengeschwindigkeit im Schwerpunktssystem von Null verschieden. Deshalb kann die Geschwindigkeit im Laborsystem, die der Vektorsumme aus V_c und der Neutronengeschwindigkeit im Schwerpunktssystem gleich ist, auch andere Richtungen haben. Hierbei wächst bei Vergrößerung der Energie der bombardierenden Teilchen der Winkel θ des Kegels, der alle emittierten Neutronen einschließt, dauernd an und erreicht 90°, wenn die Energie den Wert

$$E_k = -\frac{M_a + m - m_n}{M_a - m_n}\,Q = -\frac{M_b}{M_b - m}\,Q =$$
$$= \frac{M_a(M_a + m - m_n)}{(M_a - m_n)(M_a + m)}\,S = \frac{M_b(M_b - m + m_n)}{(M_b - m)(M_b + m_n)}\,S$$

annimmt.

Bei Energien $E > E_k$ können die Neutronen bereits in alle Richtungen emittiert werden, auch unter Winkeln $\theta > 90°$.

Somit ist der Flugwinkel der Neutronen bei $E_k > E > S$ immer kleiner als ein bestimmter Grenzwinkel θ_m, der bei $E = S$ gleich Null ist, mit zunehmendem E aber anwächst und bei $E = E_k$ den Wert 90° erreicht. Wir möchten bemerken, daß in diesem Energieintervall E jeder Flugrichtung zwei Werte der Neutronenenergie entsprechen. Der größere von ihnen entspricht im Schwerpunktssystem der Flugrichtung des Neutrons nach vorn, der kleinere der Flugrichtung nach hinten. Bei $E > E_k$ ist die Abhängigkeit zwischen der Neutronenenergie und dem Flugwinkel θ eindeutig.

Hieraus geht hervor, daß man in endothermen Reaktionen unter dem Winkel $\theta = 0$ keine monochromatischen Neutronen mit beliebig kleiner Energie erhalten kann. Bereits bei einer Energie E der bombardierenden Teilchen, die gleich dem Schwellenwert S ist, beträgt die Neutronenenergie

$$E_n = \frac{m\,m_n}{(M_a + m)^2}\,S,$$

und bei größeren E-Werten treten zwei Gruppen von Neutronen auf. Die Energie der einen Gruppe wächst mit E an, während die der anderen abnimmt und bei $E = E_k$ den Wert Null erreicht. Unter Winkeln $\theta > 90°$ wird jedoch stets nur eine Neutronengruppe emittiert, deren Energie bei $E = E_k$ Null ist und mit einer weiteren Zunahme von E monoton anwächst.

§ 8. (α, n)-Reaktionen

Die Reaktionen vom Typ (α, n) führten zur Entdeckung des Neutrons. Sie waren folglich, historisch gesehen, die ersten Neutronenquellen. Während einer ziemlich langen Zeitdauer stellten sie die einzigen Quellen dar. Erst mit der Entwicklung der Beschleunigungstechnik geladener Teilchen, insbesondere mit Hilfe des Zyklotrons, ergaben sich andere Möglichkeiten zur Erzeugung von Neutronen, speziell durch Beschuß verschiedener Kerne mit Deuteronen. Aber auch dadurch haben die Reaktionen (α, n) ihre Bedeutung nicht verloren. Neutronenquellen, in denen Beryllium mit α-Teilchen natürlich-radioaktiver Elemente beschossen wird (Ra + Be, Po + Be), haben auch gegenwärtig noch weite Verbreitung wegen ihrer Stabilität, Handlichkeit und einfachen Transportierbarkeit.

In den meisten Fällen sind die Reaktionen (α, n) endotherm, d. h., sie verlaufen unter Energieabsorption. Dies ist auch schon darum zu erwarten, weil das bombardierende α-Teilchen ein sehr festes Gebilde mit großer Bindungsenergie darstellt, während der Targetkern gewöhnlich stabil ist. Indessen unterscheidet sich der Endkern von dem Targetkern um zwei Protonen und nur ein Neutron, d. h., er hat einen Überschuß an Protonen. Deshalb weist er eine schwache Bindung auf und ist gewöhnlich radioaktiv. Es ist offensichtlich, daß eine Umwandlung fester Systeme in weniger feste einen Energieaufwand erfordert. Unter den leichten Kernen gibt es jedoch auch solche, deren Beschießung mit α-Teilchen zu exothermen Reaktionen führt. Eins der wichtigsten Beispiele für solche Reaktionen ist die Reaktion $Be^9\,(\alpha, n)\,C^{12}$. Hier erweist sich der Endkern C^{12} nicht nur als stabil, sondern auch als einer der am dichtesten gepackten Kerne. Infolgedessen verläuft diese Reaktion unter Energiefreisetzung.

Die Ausbeute der Reaktionen (α, n) wird durch die Durchdringbarkeit des Potentialwalls bestimmt, der für α-Teilchen selbst bei leichten Kernen sehr hoch ist. So beträgt z. B. bei dem Kern Be^9 die Höhe des Potentialwalls für α-Teilchen bereits etwa 4 MeV. Mit schweren Kernen sind bei α-Teilchenenergien von der Größenordnung 5—10 MeV praktisch keine Reaktionen möglich, denn die Durchdringbarkeit des Walls ist sehr gering. Deshalb benutzt man zur Erzeugung von Neutronen in (α, n)-Reaktionen als Target nur leichte Kerne.

Die am weitesten verbreitete und auch wichtigste Neutronenquelle dieses Typs ist die Reaktion $Be^9\,(\alpha, n)\,C^{12}$. Sie wird durch Beschuß metallischen Berylliums mit α-Teilchen künstlich-radioaktiver Elemente eingeleitet.

In Abhängigkeit davon, welches radioaktive Element Anwendung findet, erhält die Quelle eine der folgenden Bezeichnungen: Ra + Be, Rn + Be, Po + Be usw. Die Bezeichnung Ra + Be entspricht z. B. der Quelle, in der Beryllium mit den α-Teilchen des Radiums und seiner Zerfallsprodukte beschossen wird.

1. Die Ra + Be-Quelle

Gegenwärtig ist folgendes Herstellungsverfahren von Ra + Be-Präparaten allgemein gebräuchlich. Feines metallisches Berylliumpulver in einer Menge von 3—5 g pro g Radium wird mit der Lösung eines Radiumsalzes (gewöhnlich $RaBr_2$) übergossen. Danach wird das Lösungsmittel verdampft. Das Berylliumpulver wird mit dem über die Oberfläche der Körnchen verteilten Niederschlag des Radiumsalzes zerrieben und in eine Glas- oder Metallampulle geschüttet, die dann verlötet wird. In einem solchen Gemisch beschießen die das Pulver durchdringenden α-Teilchen die Be-Kerne und erzeugen dabei bisweilen Neutronen, die aus der Ampulle in alle Richtungen ausgestrahlt werden.

Glasampullen sind einfacher herzustellen; sie sind aber nicht sehr haltbar und erfordern behutsame Behandlung. Am geeignetsten sind Metallampullen, z. B. kupferne. Für die meisten Versuche empfiehlt es sich, kugelförmige Metallampullen zu benutzen. So läßt sich z. B. 1 g Radium mit der entsprechenden Menge an Berylliumpulver in einer kugelförmigen Ampulle mit einem Durchmesser von 2,5—3 cm unterbringen. Wenn man ein Präparat von sehr kleinen Abmessungen braucht, preßt man das Pulver vor dem Einfüllen in die Ampulle unter hohem Druck zusammen (siehe z. B. [3]). Dadurch wird die Dichte des Pulvers vergrößert, und man kann die gleiche Menge des Gemisches in einem kleineren Volumen unterbringen. Außerdem ist ein Zusammenpressen des Pulvers für einige Zwecke auch deshalb wünschenswert, weil das Gemisch zu einem festen Körper wird, dessen Form und relative Lage der Komponenten erhalten bleibt, wodurch eine große Stabilität der Quelle gewährleistet wird.

Die optimale Menge an Be wählt man nach folgenden Gesichtspunkten aus: Die Neutronenausbeute ist offensichtlich um so größer, je größer die relative Konzentration des Be in der Quelle ist. Stöße mit den Ra- oder Br-Atomen führen nur zur Bremsung der α-Teilchen und verringern die Reaktionswahrscheinlichkeit. Da das Bremsvermögen einer Substanz etwa proportional ihrer Masse ist, kann man die Neutronenausbeute der Ra + Be-Quelle als proportional zu

$$\frac{M_{\mathrm{Be}}}{M_{\mathrm{Be}} + M_{\mathrm{Ra\,Br_2}}}$$

ansehen, wobei M die Massen der entsprechenden Komponenten sind. Somit ist die Ausbeute pro Gramm Ra um so größer, je größer die Menge des Be ist. Mit Zunahme der Be-Menge nehmen jedoch auch die Abmessungen der Quelle zu. Da für viele Zwecke die Kompaktheit der Quelle überaus wünschenswert ist, beschränkt man sich gewöhnlich auf ein Verhältnis $M_{\mathrm{Be}} : M_{\mathrm{Ra}} \approx 5$ (d. h., auf 1 g Ra kommen 5 g Be).

Bretscher, Cook, Martin und Wilkinson [4] haben eine interessante Methode zur Herstellung einer Neutronenquelle aus Radium und Beryllium vorgeschlagen, die zwar durch eine verhältnismäßig kleine Ausbeute ausgezeichnet ist, sich aber als Etalon eignet. Sie führten das Radium chemisch in kristallines Fluorit $RaBeF_4$ ein. In einem solchen Kristall ist die Verteilung der Komponenten geometrisch ideal. Deshalb ist die Neutronenausbeute sehr gut reproduzierbar und der Menge des Radiums proportional, wenn die Größe des Kristalls bedeutend größer ist als die Weglänge der α-Teilchen, so daß der Anteil der Teilchen, die den Kristall durch die Oberfläche verlassen, gering ist. Die relative Konzentration des Berylliums in einer solchen Quelle ist jedoch sehr klein (gewichtsmäßig etwa 3 %), und deshalb ist auch die Ausbeute gering. Den Messungen der Autoren zufolge ergibt 1 g $RaBeF_4$ im Mittel $1{,}84 \cdot 10^6$ Neutronen pro Sekunde (mit einer Genauigkeit von etwa 10 %), während eine gewöhnliche Quelle das 4—6fache liefert. Wir möchten bemerken, daß in der kristallinen Quelle die Bildung der Neutronen nicht nur in der Reaktion $Be^9(\alpha, n)C^{12}$, sondern auch in der Reaktion $F^{19}(\alpha, n)Na^{22}$ erfolgt.

Die Ra + Be-Quelle liefert Neutronen auf Grund der Reaktion (α, n), die sowohl durch die α-Teilchen des Radiums selbst, als auch seiner Zerfallsprodukte eingeleitet wird.[1]) In der radioaktiven Familie des Urans, beginnend mit Ra, gibt es folgende fünf α-Strahler:

1. Ra, $E_\alpha = 4{,}791$ MeV, $T = 1620$ Jahre, $A_n = 5{,}2\,\%$;
2. Rn, $E_\alpha = 5{,}486$ MeV, $T = 3{,}825$ Tage, $A_n = 11{,}1\,\%$;
3. RaA, $E_\alpha = 5{,}998$ MeV, $T = 3{,}05$ Minuten, $A_n = 18{,}1\,\%$

(ferner die β-Strahler RaB, $T = 27$ Minuten,
und RaC, $T = 23$ Minuten);

4. RaC′, $E_\alpha = 7{,}680$ MeV, $T = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ sec, $A_n = 56{,}5\,\%$

(ferner der β-Strahler RaD, $T = 25$ Jahre);

5. Po, $E_\alpha = 5{,}298$ MeV, $T = 140$ Tage, $A_n = 9{,}1\,\%$.

Befinden sich alle Zerfallsprodukte im Gleichgewicht, so erfährt jedes von ihnen die gleiche Anzahl von Zerfällen pro Sekunde wie das Radium. Folglich ist die Gesamtzahl der α-Teilchen fünfmal so groß wie die, welche das Radium selbst liefert. Dies bedeutet, daß pro Gramm Radium nicht $3{,}7 \cdot 10^{10}$, sondern $1{,}85 \cdot 10^{11}$ α-Teilchen pro Sekunde emittiert werden.

Die Neutronenausbeute der Reaktion $Be^9(\alpha, n)C^{12}$, insbesondere die einer Ra + Be-Quelle, ist in einer großen Anzahl von Experimenten untersucht worden. In Abb. 15 ist der Reaktionsquerschnitt als Funktion der restlichen Weglänge oder der Energie der α-Teilchen [5], die bei Beschießen eines dünnen

[1]) Neben den α-Teilchen werden auch durch γ-Strahlen in der Reaktion $Be^9(\gamma, n)Be^8$ Neutronen erzeugt. Die Anzahl dieser Photoneutronen ist aber so gering, daß man sie nicht zu berücksichtigen braucht.

(0,22 mg/cm²) Berylliumtargets mit α-Teilchen des Poloniums gewonnen wurde, graphisch dargestellt. Ähnliche Kurven erhielten bereits früher BERNARDINI [6], CHADWICK [7], BJERGE [8] und STUHLINGER [9].

In Abb. 16 stellt Kurve I die Neutronenausbeute eines dicken mit α-Teilchen des ThC [9] beschossenen Berylliumtargets dar. Kurve II ist der Anfang von Kurve I in vergrößertem Maßstab, während Kurve III das Verhältnis der Ausbeute langsamer Neutronen zur Ausbeute schneller Neutronen angibt. Das Auftreten einer starken Gruppe langsamer Neutronen ist von vielen Autoren festgestellt worden. Ihre Erzeugung schreibt man der Reaktion $Be^9 (\alpha, n)\, 3He^4$ zu, welche bei einer Energie der bombardierenden Teilchen von ungefähr 4,8 MeV einsetzt.

Abb. 15. Querschnitt der Reaktion $Be^9 (\alpha, n)\, C^{12}$

Die relative Neutronenausbeute für verschiedene aktive Zerfallsprodukte des Radiums ist nach Angaben von BJERGE [8] in der Tabelle der α-Strahler als A_n angegeben, und zwar in Prozenten zur Gesamtausbeute.

Die absolute Neutronenausbeute einer Ra + Be-Quelle schwankt gemäß den einzelnen Messungen [10]—[14] zwischen 6700 und 25000 Neutronen/sec pro 1 mg Ra. Eine so große Streuung der verschiedenen Meßwerte ist weniger durch die Verschiedenartigkeit der benutzten Quellen selbst als durch experimentelle Fehler hervorgerufen.

Das Meßverfahren lief in den meisten Fällen auf eine Bestimmung der Radioaktivität von Mangan hinaus, das in einem großen Wasserbehälter aufgelöst wurde und praktisch sämtliche Neutronen absorbierte, die von einer in der Mitte des Behälters befind-

Abb. 16
Neutronenausbeute der Reaktion $Be^9 (\alpha, n)\, C^{12}$

I schnelle Neutronen, *II* dasselbe im vergrößerten Maßstab, *III* Verhältnis der Ausbeute langsamer Neutronen zur Ausbeute schneller Neutronen

lichen Quelle emittiert werden. Nach Einstellung des Gleichgewichtes ist die Aktivität des Mangans, d. h. die Anzahl der pro Sekunde erfolgenden Zerfälle gleich der Zahl der Neutroneneinfangprozesse durch Mangankerne und folglich gleich der Anzahl der von der Quelle emittierten Neutronen. Die technische Durchführung solcher Messungen ist in den angeführten Arbeiten beschrieben. Spätere zuverlässigere Messungen lieferten folgende Ergebnisse. ANDERSON und FELD [3] geben eine Formel zur Bestimmung der Ausbeute gepreßter $RaBr_2$ + Be-Quellen an, derzufolge die Ausbeute

$$1{,}7 \cdot 10^7 \frac{M_{\mathrm{Be}}}{M_{\mathrm{Be}} + M_{\mathrm{RaBr_2}}}$$ Neutronen/sec pro 1 g Ra beträgt.

Bei einem Mischungsverhältnis von 5 g Be pro 1 g Ra (1,66 g $RaBr_2$) beträgt die Ausbeute einer gepreßten Quelle, die entsprechend dem in [5] ausführlich beschriebenen Verfahren hergestellt wurde, $1{,}28 \cdot 10^7$ Neutronen/sec pro 1 g Ra.

SEIDL und HARRIS [15] erhielten für eine nach dem üblichen Verfahren aus 504 mg Ra (in Form von $RaBr_2$) und 3 g Be hergestellte Quelle auf Grund von Messungen, welche auf die Bestimmung der in der Reaktion $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ beim Einfang aller Neutronen der Quelle im Bor sich bildenden Heliummenge hinausliefen, für die Ausbeute den Wert $(5{,}5 \pm 0{,}4) \cdot 10^6$ Neutronen/sec. Das entspricht $(1{,}09 \pm 0{,}08) \cdot 10^7$ Neutronen/sec pro 1 g Ra. Selbst bei diesen Messungen liegt die Genauigkeit unter 8%, da die Durchführung der Messungen ziemlich schwierig ist. Auf Grund der letzten Angaben kann man, ohne die Fehlergrenzen zu überschreiten, annehmen, daß für übliche Ra + Be-Quellen die Ausbeute 10^7 Neutronen/sec pro 1 g Ra oder 10^4 Neutronen/sec pro 1 mg Ra beträgt, d. h., auf 18500 α-Teilchen kommt ein Neutron, oder ungefähr $5 \cdot 10^{-5}$ Neutronen fallen auf ein α-Teilchen.

Wird die Ra + Be-Quelle aus Radium hergestellt, das, wie es im allgemeinen der Fall ist, von den Zerfallsprodukten abgetrennt ist, so erweist sich die Abhängigkeit ihrer Neutronenaktivität von der Zeit als ziemlich kompliziert. Sie entspricht nicht dem Exponentialgesetz mit der Halbwertszeit von 1620 Jahren, welches den Zerfall des Radiums selbst charakterisiert. Auf Grund der Angaben von BJERGE [8] über die relative Neutronenausbeute der einzelnen α-Teilchengruppen kann man annehmen, daß die Veränderung der Neutronenaktivität mit der Zeit etwa folgenden Charakter haben wird.

Solange die Quelle reines Radium enthält, ohne daß sich Zerfallsprodukte angesammelt haben, beträgt ihre Aktivität 5,2 % der gesamten Gleichgewichtsaktivität. Die auf das Radium folgenden α-Strahler Rn, RaA, RaC′ werden sich mit der Halbwertszeit der Emanation von 3,8 Tagen ansammeln, da die Halbwertszeiten aller Produkte von RaA bis RaC′ einschließlich klein sind. Im Verlaufe von 25 Tagen erreicht ihre Aktivität 99 % des Gleichgewichtswertes, indem sie nach dem Gesetz $1 - e^{-\lambda t}$ anwächst, wo λ die Zerfallskonstante der Emanation ist. Hierbei wächst die Neutronenaktivität der Quelle von 5,2 % auf 91 % des Gleichgewichtswertes an. Die restlichen 9 % der Neutronenaktivität, die auf Rechnung der α-Teilchen des Poloniums gehen, wachsen mit einer Halbwertszeit von 25 Jahren an. Diese Halbwertszeit entspricht der Mutter-

substanz des Poloniums, nämlich dem RaD. Folglich ist eine Ra + Be-Quelle, die aus reinem Radium ohne Folgeprodukte hergestellt ist, bei weitem nicht stabil. Zwar wächst einige Monate nach Herstellung der Quelle die Aktivität ziemlich langsam, aber dies macht immerhin schon etwa 0,2 % pro Jahr aus, wenn noch nicht allzu lange Zeit nach der Herstellung vergangen ist. Bei genauen Messungen mit einer solchen Quelle muß dies berücksichtigt werden.

Das Neutronenspektrum der Ra + Be-Quelle ist kontinuierlich und ziemlich kompliziert. Die Gleichung (2.6), die die Neutronenenergie angibt, kann man für den gegebenen Fall unter den Annahmen $m_n = 1$, $m = 4$, $M_b = M_{C^{12}} = 12$ in der Form

$$Q = \frac{13}{12} E_n - \frac{8}{12} E_\alpha - \frac{1}{3} \sqrt{E_n E_\alpha} \cos\theta \tag{2.10}$$

darstellen.

Vor allem weisen wir darauf hin, daß die Reaktionsenergie Q entsprechend den verschiedenen Anregungszuständen des Endkerns C^{12} mehrere Werte besitzt. So weist z. B. Bromley [16] an Hand des Neutronenspektrums Niveaus mit den Anregungsenergien 4,5 und 7,1 MeV nach. Dem Übergang des C^{12}-Kerns in den Grundzustand entspricht ein Wert der Reaktionsenergie von $Q = 5{,}75$ MeV. Den Übergängen in die angeregten Zustände entsprechen kleinere Werte.

Abb. 17. Absorptionskurve der Rückstoßprotonen für Neutronen einer Rn + Be-Quelle

Würde eine dünne Berylliumschicht mit einem monochromatischen α-Teilchenbündel beschossen, so könnte man in jeder beliebigen Richtung zu diesem Bündel mehrere Neutronengruppen beobachten, die in Übereinstimmung mit Gleichung (2.10) verschiedenen Q-Werten entsprechen. Mit anderen Worten, das Neutronenspektrum würde in diesem Fall ein Linienspektrum sein.

In realen Ra + Be-Quellen hat man aber fünf Gruppen von α-Teilchen mit verschiedenen Energien. Außerdem werden im Berylliumpulver alle α-Teilchen bis zum vollständigen Verlust ihrer Energie abgebremst. Folglich treten sie bei jeder beliebigen Energie von Null bis zur maximalen in Reaktion. Schließlich sind die Richtungen der α-Teilchen und somit auch die Flugwinkel der Neutronen willkürlich.

Alle diese Faktoren führen zu einer Verbreiterung der Spektrallinien in Bänder, die sich gegenseitig überlappen. Infolgedessen erweist sich das Neutronenspektrum einer Ra + Be-Quelle als kontinuierlich und ziemlich kompliziert. Eine direkte Untersuchung des Neutronenspektrums wurde von Dunning [17] vorgenommen. Er untersuchte die Weglängenverteilung der Rückstoßprotonen, die von den Neutronen aus einer dünnen Paraffinschicht

herausgeschlagen wurden. Zwar benutzte DUNNING keine Ra + Be-Quelle, sondern eine Rn + Be-Quelle, aber in bezug auf das Neutronenspektrum unterscheiden sich diese Quellen nur unwesentlich voneinander. Die Meßergebnisse sind in Abb. 17 dargestellt. Aus der Kurve geht hervor, daß eine große Anzahl von Neutronen mit geringer Energie vorhanden ist, die offensichtlich in der Reaktion $Be^9 (\alpha, n) 3He^4$ entstehen.

In der Arbeit von TEUCHER [18] wurde das Neutronenspektrum einer Ra + Be-Quelle an Hand der Protonen untersucht, die in einer dickschichtigen Photoemulsion gebildet werden. In diesen Messungen wurden solche Rückstoßprotonen registriert, die innerhalb eines Winkels von 10° nach vorn fliegen und deren Energie größer ist als 0,5 MeV. Die Energieverteilung der Protonen ist in Abb. 18 durch schwarze Punkte dargestellt. Von dem Spektrum der Protonen kann man zum Neutronenspektrum übergehen, wenn man die gut bekannte Energieabhängigkeit des Querschnittes der Streuung von Neutronen an Protonen benutzt. Das auf Grund einer entsprechenden Berechnung erhaltene Neutronenspektrum ist in derselben Abbildung durch kleine Kreise dargestellt. Die schraffierten Rechtecke charakterisieren die statistischen Meßfehler. Die Genauigkeit der Meßergebnisse ist nicht groß, sie bestätigen aber die offensichtliche Schlußfolgerung, daß das Neutronenspektrum kontinuierlich ist und sich bis zu Energiewerten über 11 MeV erstreckt, wobei die größte Intensität auf das Energieintervall zwischen 3 und 7 MeV entfällt.

Abb. 18. Neutronenspektrum einer Ra + Be-Quelle, gemessen an Hand von Rückstoßprotonen in einer Photoemulsion
● Protonen, ○ Neutronen

2. Die Rn + Be-Quelle

Diese Quelle fand weitverbreitete Anwendung und wird auch heute noch wegen der Einfachheit ihrer Herstellung bei Vorhandensein einer Emanationsanlage oft benutzt. Man kann sie kompakter herstellen als die Ra + Be-Quelle. Ein Nachteil besteht aber darin, daß sie bedeutend weniger stabil ist als die Ra + Be-Quelle und schnell zerfällt. Hergestellt wird diese Quelle gewöhnlich in einer Glasampulle. Man füllt die Ampulle mit Berylliumpulver, schmelzt sie an eine Emanationsanlage an, pumpt sie aus und füllt sie danach mit Emanation, die in die Poren zwischen die Berylliumkörnchen eindringt. Nach

Einfüllung der Emanation wird die Ampulle abgeschmolzen, und die Quelle ist fertig. Die Abmessungen der Quelle können sehr klein gehalten werden. So kann man z. B. eine Quelle, die 500 Millicurie Emanation enthält, in Form einer Ampulle von 3—5 cm Länge und einem Durchmesser von 3—6 mm herstellen. Die Neutronenausbeute ist annähernd die gleiche wie die einer Ra + Be-Quelle, denn die fehlenden Gruppen der α-Teilchen von Ra und Po sind wenig effektiv, während die übrigen drei Gruppen dieselben sind. Andererseits ist die relative Konzentration des Berylliums in dieser Quelle stets größer. Das Neutronenspektrum stimmt praktisch mit dem der Ra + Be-Quelle überein.

Die Abhängigkeit der Neutronenaktivität von der Zeit ist jedoch völlig anders. Die Emanation wird in reiner Form ohne Folgeprodukte in die Ampulle eingeführt. In den ersten Minuten nach der Herstellung entspricht die Neutronenaktivität der Rn + Be-Quelle nur der α-Teilchengruppe der Emanation selbst. Im weiteren Verlauf des Zerfalls bildet sich RaA mit der Halbwertszeit von 3 Minuten und RaC′ mit einer Halbwertszeit von etwa einer Stunde (RaB — 27 Minuten; RaC — 23 Minuten). Die Neutronenaktivität wächst in den ersten Stunden, erreicht ein Maximum und nimmt dann mit der Halbwertszeit der Emanation (3,8 Tage) ab.

3. Die Po + Be-Quelle

Diese Quelle zeichnet sich durch kleinere Neutronenausbeute von den vorhergehenden aus. Im Vergleich zu diesen ist sie jedoch in jenen Fällen geeigneter, in denen monochromatische α-Teilchen verwendet werden müssen, da das Polonium nur eine α-Teilchengruppe mit der Energie 5,298 MeV emittiert. Außerdem ist der Zerfall des Poloniums nur von einer sehr schwachen γ-Strahlung begleitet (in der Größenordnung 10^{-5} Quanten pro Zerfall),

Anzahl der Neutronen

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11

Neutronenenergie, MeV

Abb. 19. Das Neutronenspektrum der Po + Be-Quelle

während Ra und Rn starke γ-Strahler sind. In jenen Fällen, in denen eine Neutronenquelle ohne begleitende starke γ-Strahlung erforderlich ist, erweist sich die Po + Be-Quelle im Vergleich zu den vorher erwähnten als geeigneter. Bei der Herstellung der Quelle wird das Polonium als dünne Schicht auf eine Metallfläche aufgetragen und dann entweder in direkten Kontakt mit dem metallischen Beryllium gebracht oder in einiger Entfernung vom Berylliumtarget (je nach dem Verwendungszweck) aufgestellt.

Dank der Möglichkeit, Polonium in größeren Mengen künstlich zu erzeugen, fanden Po + Be-Quellen weite Verbreitung. Das Herstellungsverfahren solcher Quellen ist z. B. in der Arbeit von GRAHAM und SPINKS [19] beschrieben. Das von diesen Autoren hergestellte Präparat, das 2,1 Curie Polonium enthielt, lieferte $2 \cdot 10^6$ Neutronen/sec. Die Aktivität der Po + Be-Quelle nimmt mit der Zeit ebenso ab, wie die α-Aktivität des Poloniums, d. h. mit einer Halbwertszeit von 139 Tagen. Das Neutronenspektrum, das in der Arbeit von WHITEMORE und BAKER [20] an Hand von Rückstoßprotonen in einer Photoemulsion gemessen wurde, ist in Abb. 19 dargestellt. Es hat natürlicherweise etwa die gleiche Form wie das Neutronenspektrum einer Ra + Be-Quelle.

Abb. 20
Querschnitt der Reaktion $B^{10, 11}$ (α, n) $N^{13, 14}$

Außer der betrachteten Reaktion Be^9 (α, n) kann jede Reaktion vom Typ (α, n) mit beliebigem Targetkern als Neutronenquelle dienen. Bekanntlich ist jedoch bei geringer Energie der α-Teilchen die Ausbeute für andere Targets bedeutend geringer als für Be. Die größte Ausbeute nach Be liefert das Bor in der Reaktion B^{10} (α, n) N^{14}. Die von WALKER [21] gemessene Abhängigkeit des Querschnittes dieser Reaktion von der Energie der α-Teilchen ist in Abb. 20 dargestellt. Die Ausbeute aus einem dicken Target ist etwa 10mal kleiner als bei der Reaktion Be^9 (α, n) C^{12}. Durch Beschießung anderer Elemente mit α-Teilchen erhält man eine noch geringere Ausbeute, und man macht davon bei der Neutronenerzeugung nur selten Gebrauch. Bei Beschießung mit α-Teilchen, deren Energie 30 MeV betrug, erhielt man praktisch mit jedem beliebigen Target Neutronen [22]. Mit wachsendem Z der bombardierten Substanz nimmt die Ausbeute aus einem dicken Target ab (siehe Tab. 5). Sie läßt sich angenähert durch die Gleichung

$$\log N = 9{,}68 - 0{,}0234\, Z$$

darstellen, wobei N die Anzahl der Neutronen pro 1 Coulomb α-Teilchen angibt, während Z die Ordnungszahl der Targetsubstanz ist. Das Neutronenspektrum

Abb. 21. Die Winkelverteilung der Neutronen, die beim Beschuß verschiedener dicker Targets mit 30 MeV α-Teilchen ermittiert werden

1 Target (in der Mitte); in Richtung des Pfeils *2* Bündel der α-Teilchen; *3* Extrapolationsbereich

eines dicken Targets ist kontinuierlich. Es hat für alle Targets ungefähr die gleiche Form, die man folgendermaßen angeben kann:

$$N(E) \sim E e^{-\frac{E}{\varepsilon}}.$$

Hier beträgt $\varepsilon = 2{,}5$ MeV, und E ist die Neutronenenergie in MeV.

In Abb. 21 ist die Winkelverteilung der Neutronen dargestellt, die von verschiedenen dicken Targets bei Beschuß mit 30 MeV α-Teilchen emittiert werden.

§ 9. (d, n)-Reaktionen

Mit Entwicklung der Beschleunigungstechnik geladener Teilchen fanden (d, n)-Reaktionen als Neutronenquellen sehr weite Verbreitung. Im Vergleich zu anderen Reaktionen zeichnen sie sich durch eine große Neutronenausbeute aus. In den meisten Fällen verwendet man zur Erzeugung von Neutronen in Zyklotrons und anderen Beschleunigungsanlagen Deuteronen.

Die Reaktion (d, n) läuft darauf hinaus, daß das Proton des bombardierenden Deuterons in den bombardierten Kern „übergeht", wobei das Neutron frei wird. Die Reaktionsenergie ist gleich der Differenz der Bindungsenergien des Protons im Endkern und im Deuteron. Da die Bindungsenergie des Protons (und des Neutrons) im Deuteron sehr gering (2,23 MeV), in den meisten anderen Kernen aber bedeutend größer ist, ergibt sich für die Differenz und folglich auch für die Reaktionsenergie Q gewöhnlich ein positiver Wert. Deshalb sind (d, n)-Reaktionen in der Regel exotherm und bei jeder, selbst sehr kleinen Energie E_d der Deuteronen zu beobachten. Die Ausbeute wird bei kleinen E_d durch die Durchlässigkeit des Potentialwalls für Deuteronen bestimmt. Da die Ladung des Deuterons gleich Eins ist, halb so groß wie die des α-Teilchens, ist der Potentialwall auch nur ungefähr halb so hoch und daher bedeutend leichter zu durchdringen. Darum ist im allgemeinen die Ausbeute bei der Beschießung der Kerne mit Deuteronen bedeutend größer als bei der Beschießung mit α-Teilchen gleicher Energie. Für alle Kerne mit einer Ladung $Z < 12$ ist die Höhe des Potentialwalls kleiner als 3 MeV. Folglich ist selbst für Deuteronen, die in einem kleinen Zyklotron beschleunigt wurden, der Potentialwall überhaupt kein Hindernis, das die Wechselwirkung mit den leichten Kernen stören könnte.

Da das Deuteron eine geringe Bindungsenergie besitzt, kann die Reaktion (d, n) (und auch die Reaktion (d, p)) nicht nur durch Einfang des gesamten Deuterons zustande kommen, sondern auch dadurch, daß das Deuteron mit seinem Proton an den Rand des Kerns „streift" und dieses an ihn abgibt, wobei das Neutron frei wird. Aus der Theorie des Deuterons (siehe z. B. [23]) folgt, daß der Deuteronenradius ziemlich groß ist, so daß der mittlere Abstand zwischen dem Proton und dem Neutron in ihm größer ist als der Wirkungsradius der Kernkräfte. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit eines solchen Zusammenstoßes zwischen dem Deuteron und dem Kern, bei dem nur eines der

Deuteronteilchen in das Feld der Kernkräfte gerät, hinreichend groß, und daher kann auch die Ausbeute der Reaktionen (d, n) und (d, p) beim Zerreißen des Deuterons (ohne Bildung eines Zwischenkerns) groß sein.

Als Quelle freier Neutronen bei Beschießung von Kernen mit Deuteronen kann außer der Reaktion (d, n) auch die einfache Aufspaltung des Deuterons im COULOMBschen Kernfeld in ein Proton und Neutron, d. h. der Prozeß (d, pn), dienen. Der bombardierte Kern bleibt dabei unverändert. LANDAU und LIFSCHITZ [24] führten eine theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnittes des (d, pn)-Prozesses durch und zeigten, daß dieser in einigen Fällen sogar das Mehrfache des Querschnittes der Prozesse (d, n) und (d, p) betragen kann.

Deuterium wird gewöhnlich durch Elektrolyse des schweren Wassers in einer speziellen Anlage hergestellt. Das gasförmige Deuterium wird durch eine enge Öffnung in eine Ionenquelle eingeführt, in der irgendwie eine Ionisation hervorgerufen wird. Die in der Ionenquelle gebildeten Deuteriumionen werden durch ein elektrisches Feld in die Beschleunigungsanlage abgesaugt.

Hierbei erhält man jedoch nicht nur freie Deuteronen, sondern auch molekulare D_2^+-Ionen, deren Anzahl die der Deuteronen sogar übertreffen kann. Werden die Ionen in einer Hochspannungsröhre beschleunigt und durchlaufen sie folglich alle ein und dasselbe Beschleunigungspotential, so wird die Energie der Deuteronen beim Austritt aus der Röhre davon abhängen, ob sie das Beschleunigungsfeld einzeln oder gepaart durchlaufen haben. Tatsächlich, die Ladung des einzelnen Deuterons und des Moleküls ist die gleiche, d. h., ein und dieselbe Energie verteilt sich einmal auf ein und das andere Mal auf zwei Deuteronen. Deshalb treten im gemischten atomar-molekularen Bündel der in der Röhre beschleunigten Deuteronen verschiedene Energiewerte auf. Ist diese Erscheinung unerwünscht, z. B., wenn monochromatische Neutronen erzeugt werden sollen, so muß man eine Analyse des Bündels etwa mit Hilfe eines Magnetfeldes vornehmen. In Zyklotrons und anderen Resonanzbeschleunigern vollzieht sich eine solche Analyse automatisch, da die Resonanzbedingungen bei gleicher Ladung nur für einen Massenwert erfüllt sind.

1. Die Reaktion D(d, n)He^3

Die Beschießung von Deuterium mit Deuteronen wurde und wird auch heute noch sehr oft zur Neutronengewinnung benutzt. Die wichtigsten vorteilhaften Besonderheiten der Reaktion D(d, n)He^3 sind:

1. eine ziemlich große Neutronenausbeute bereits bei sehr kleinen Energien der bombardierenden Deuteronen, z. B. bei $E_d = 50$ keV;

2. Monochromasie des Neutronenbündels in jeder Richtung für ein dünnes Target und in einigen Fällen auch für ein dickes Target;

3. eine starke Abhängigkeit der Neutronenenergie vom Flugwinkel, die gestattet, monochromatische Neutronen in einem weiten Energieintervall selbst bei unveränderter Energie der Deuteronen zu erhalten.

Hinsichtlich der Neutronenausbeute bei kleinem E_d war die Reaktion D (d, n) bis vor kurzer Zeit am vorteilhaftesten. Keine der bekannten anderen Reaktionen ergab eine so große Ausbeute bei Deuteronenenergien $E_d < 700$ keV. Infolgedessen erhielt man mit Beschleunigern, die Teilchen mit einer Energie von einigen hunderttausend Elektronenvolt (z. B. 200—300 keV) liefern, nur in dieser Reaktion Neutronen in einer für viele Versuche ausreichenden Anzahl. Im Verlaufe fast eines ganzen Jahrzehntes war die Reaktion D (d, n) praktisch die einzige Quelle monochromatischer Neutronen mit veränderlicher Energie.

In letzter Zeit fand man eine andere Reaktion, nämlich T (d, n) He^4 [25], die eine noch größere Neutronenausbeute bei kleinen Deuteronenenergien besitzt. Falls genügend Tritium für das Target zur Verfügung steht und die Form des Neutronenspektrums unwesentlich ist, verliert die Reaktion D (d, n) ihre ausschließliche Bedeutung, weil sie der Reaktion T (d, n) hinsichtlich der Neutronenausbeute nachsteht. In der Reaktion T (d, n) erhält man jedoch sehr schnelle Neutronen mit einer Energie über 13 MeV. Deshalb bleibt zur Erzeugung monochromatischer Neutronen mit Energien von 2—15 MeV die Reaktion D (d, n) bis heute die vorteilhafteste.

Das Deuteriumtarget wird gewöhnlich in Form einer Schicht schweren Eises hergestellt, das auf eine Metallunterlage aufgefroren ist, die während der Beschießung mit flüssiger Luft gekühlt wird. Vorteilhafter ist freilich ein gasförmiges Target, das reines Deuterium enthält. Bei gleichem Bremsvermögen muß die Ausbeute für ein gasförmiges Target etwa 5mal größer sein als für ein Target aus schwerem Eis, denn die relative Konzentration des Deuteriums im Gas ist 5mal größer als in D_2O. Die Verwendung eines gasförmigen Targets erfordert jedoch die Einführung einer Folie, durch die das Target von der Vakuumkammer des Beschleunigers getrennt wird. Beim Durchgang durch diese Folie werden die Deuteronen natürlich gebremst, und der dabei auftretende Energieverlust führt zu einer Herabsetzung der Ausbeute. Da die Folie nicht sehr dünn gemacht werden kann, setzt die Bremsung in ihr bei geringer Anfangsenergie der Deuteronen die Ausbeute so stark herab, daß das gasförmige Target seine Vorteile verliert. Deshalb benutzt man bei Beschleunigung der Deuteronen auf Energien von 200—500 keV häufiger Targets aus schwerem Eis. Andere Verbindungen des schweren Wasserstoffs werden als Target sehr selten verwendet. In einigen Versuchen benutzte man z. B. „schweres Paraffin“. In diesem ist die relative Konzentration des Deuteriums etwas höher als im schweren Wasser (CD_2 an Stelle von D_2O), aber seine Herstellung ist schwieriger als die des schweren Eises. Wegen seiner größeren Beständigkeit verwendet man manchmal $D_2O(P_2O_5)$, aber für ein solches Target ist die Ausbeute bedeutend geringer.

Die Reaktion D (d, n) He^3 ist ziemlich gut bekannt. Wie die Mehrzahl der (d, n)-Reaktionen ist sie exotherm, wobei die Reaktionsenergie $Q = 3{,}28$ MeV beträgt. Der Anschaulichkeit wegen stellt man das Reaktionsschema gewöhnlich folgendermaßen dar:

$$D + D \rightarrow He^3 + n + 3{,}28\ \text{MeV},$$

wobei der Wert der Reaktionsenergie Q als Summand auf der rechten Seite eingeführt wird. Negative Q-Werte entsprechen endothermen Reaktionen.

Neben der Reaktion D (d, n) He³ tritt beim Beschuß von Deuteronen mit Deuteronen eine zweite Reaktion D (d, p) H³ mit der Energie $Q = 4{,}0$ MeV auf. Die Querschnitte beider Reaktionen sind in einem großen Energieintervall des Deuterons E_d annähernd gleich. Deshalb schließt man bisweilen auf die Intensität der einen Reaktion aus Beobachtungen für die andere.

Die Reaktion D (d, n) ergibt bereits bei Deuteronenenergien von 50 keV eine merkliche Neutronenausbeute. ZINN und SEELY [26] zufolge liefert ein atomarmolekulares Deuteronenbündel mit einer Energie von 60 keV beim Beschuß eines Targets aus schwerem Eis eine Neutronenmenge, die 125 Millicurie Ra + Be pro Milliampere entspricht. Bei einer Erhöhung der Deuteronenenergie um 20 keV verdoppelt sich die Ausbeute. AMALDI, HAFSTAD und TUVE [27] untersuchten die Ausbeute als Funktion von E_d im Intervall zwischen 0,300 und 1,0 MeV beim Beschuß verschiedener Targets mit Deuteronen — unter anderem auch solcher aus schwerem Eis. Die von ihnen erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 22 dargestellt. Auf Grund dieser Angaben kann man schließen, daß die Reaktion D (d, n) He³ mit einem D_2O-Target bei Deuteronenenergien bis zu 700 keV in bezug auf die Neutronenausbeute die günstigste ist.

Abb. 22. Neutronenausbeute für die Reaktion (d, n) mit verschiedenen Targets

In Abb. 23 ist die Kurve der Neutronenausbeute beim Beschuß eines dicken Targets aus schwerem Eis mit Deuteronen einer Energie zwischen 100 und 300 keV [25] dargestellt.

Abb. 23. Neutronenausbeute in der Reaktion D (d, n) für ein dickes D_2O-Target

Die Ergebnisse der Versuche mit dünnen Targets ermöglichen eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion. Die ausführlichste Untersuchung der Reaktion für Deuteronenenergien von 0,5 bis 3,7 MeV ist von HUNTER und RICHARDS [28] durchgeführt worden. Die von ihnen angegebene Abhängigkeit des Querschnittes von E_d ist in Abb. 13 dargestellt. Im Energiebereich unterhalb 0,5 MeV stimmen die einzelnen Werte nicht sehr gut überein, doch steht fest, daß der Querschnitt mit der Energie monoton anwächst, bei $E_d \approx 1{,}5$ MeV einen Maximalwert von 0,1 barn

erreicht und dann sehr langsam mit der Energie der Deuteronen abfällt. Bei $E_d = 10$ MeV beträgt der Reaktionsquerschnitt nach ERICKSON, FOWLER und STOVALL [29] 0,07 barn.

Die Winkelverteilung der Neutronen weist eine ziemlich verwickelte Abhängigkeit von der Energie der bombardierenden Deuteronen auf. Bereits bei Energien in der Größenordnung von 200 keV unterscheidet sie sich wesentlich von der Kugelsymmetrie (in Schwerpunktkoordinaten). Der differentielle Querschnitt ist in diesen Koordinaten natürlich immer symmetrisch in bezug auf den Winkel 90°, d. h., er ist gleich für die Winkel $90° + \alpha$ und $90° - \alpha$, da die bombardierenden und die bombardierten Deuteronen mit gleichen Geschwindigkeiten aufeinander zufliegen und nicht voneinander unterschieden werden können. Bei jeder Energie ist der differentielle Querschnitt für die Winkel 0° und 180° größer als für 90°. Das Verhältnis der entsprechenden Werte für den Querschnitt wächst mit der Energie der Deuteronen an.

Abb. 24. Winkelverteilung der Neutronen für die Reaktion D (d, n) He^3 bei verschiedenen Deuteronenenergien

Die Ergebnisse ausführlicher Untersuchungen der Winkelverteilung, die von HUNTER und RICHARDS [28] durchgeführt wurden, sind in Abb. 24 dargestellt. Auf der Abszissenachse ist der Winkel θ_0 in Schwerpunktkoordinaten und auf der Ordinatenachse der differentielle Querschnitt der Reaktion aufgetragen. Die verschiedenen Kurven beziehen sich auf unterschiedliche Deuteronenenergien. Mit wachsender Energie wird die Abweichung von der kugelsymmetrischen Verteilung stärker. Ab $E_d = 1{,}5$ MeV wird das monotone Anwachsen des Querschnittes zwischen 90° und 0° bzw. 180° verletzt. Bei Winkeln von etwa 60° und 120° treten Minima auf.

Gewöhnlich stellt man die Winkelverteilung der Neutronen als Reihenentwicklung nach cos-Funktionen dar:

$$\sigma(\theta_0) = K(1 + A\cos^2\theta_0 + B\cos^4\theta_0 + + C\cos^6\theta_0 + \cdots).$$

In dieser Reihe sind die Koeffizienten K, A, B, C Funktionen der Energie, deren Form in [28] graphisch angegeben ist.

Der Koeffizient A ändert bei $E_d = 1{,}4$ MeV das Vorzeichen, die übrigen Koeffizienten sind positiv und wachsen monoton mit der Energie.

Die Winkelverteilung in Laborkoordinaten, die für praktische Zwecke von größerem Interesse ist, ist in Abb. 25 dargestellt. Die dem differentiellen Wirkungsquerschnitt proportionale Dichte des Neutronenstroms ist für den Winkel $\theta = 0$, d. h. in Richtung des Deuteronenbündels stets am größten. Bei $E_d = 3{,}69$ MeV ist die Stromdichte nach vorn ungefähr 8mal so groß wie unter dem Winkel von 90°. Bei geringeren Energien des Deuterons ist dieses Verhältnis kleiner.

Die Energie der in der Reaktion D (d, n) erhaltenen Neutronen kann nach Formel (2.6) berechnet werden; nach Einsetzen der entsprechenden Massenwerte nimmt sie die folgende Form an

$$Q = \frac{4}{3} E_n - \frac{1}{3} E_d - \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{E_d E_n} \cos\theta .$$

Die Reaktionsenergie Q besitzt bei Deuteronenenergien bis 10 MeV den einzigen Wert von 3,28 MeV. Infolgedessen kann man in dieser Reaktion bei Verwendung dünner Targets monochromatische Neutronen erhalten. Zur Berechnung der Energie des Neutrons für verschiedene Werte E_d und θ kann man die letzte Gleichung als quadratische Gleichung in bezug auf $\sqrt{E_n}$ lösen. Die Lösung hat die Form

$$\sqrt{E_n} = 0{,}3535 \cos\theta \sqrt{E_d} \pm \sqrt{(0{,}125 \cos^2\theta + 0{,}250)\, E_d + 2{,}475} .$$

Die Ergebnisse der Berechnungen von E_n nach dieser Formel sind in Abb. 26 graphisch dargestellt (auf der Abszissenachse ist der Flugwinkel des Neutrons θ in Grad und auf der Ordinatenachse die Neutronenenergie E_n aufgetragen). Die einzelnen Kurven entsprechen verschiedenen Energiewerten der bombardierenden Deuteronen von 0,2 bis 4 MeV.

Wie aus der Darstellung hervorgeht, kann man in der Reaktion D (d, n) Neutronen mit einer Energie von 1,65 MeV und größer erhalten. Die dem Winkel $\theta = 0$ entsprechende maximale Energie der Neutronen ist bei gegebener Energie der Deuteronen ungefähr gleich $E_d + Q$. Diese Beziehung ist um so genauer erfüllt, je größer E_d ist.

Für Neutronen, die unter dem Winkel $\theta = 90°$ emittiert werden, ergibt sich die Energie aus dem sehr einfachen Ausdruck

$$E_n = \frac{3}{4} Q + \frac{1}{4} E_d .$$

Nimmt E_d wegen der Bremsung in einem dicken Target von 200 keV bis auf Null ab, so verändert sich E_n von 2,47 auf 2,52 MeV, d. h. um 50 keV oder 2 %.

Der Variationsbereich der Neutronenenergie in Abhängigkeit vom Winkel θ ist um so breiter, je größer E_d ist. Bei $E_d = 4$ MeV verändert sich die Energie E_n z. B. von 1,65 bis auf 7,30 MeV.

Auch die Intensität des Neutronenbündels verändert sich hierbei stark mit dem Winkel (siehe Abb. 25), und um Neutronen verschiedener Energie zu

erhalten, ist es im allgemeinen vorteilhafter, die Energie der Deuteronen zu verändern und stets die Neutronen zu beobachten, die nach vorn fliegen. Ist jedoch eine Veränderung der Deuteronenenergie nur beschränkt möglich, so findet man unter verschiedenen Winkeln selbst bei unveränderter Energie Neutronen mit einer Energie, die in sehr weiten Grenzen variieren.

Abb. 25. Winkelverteilung der Neutronen für die Reaktion D (d, n) He^3 im Laborsystem

Abb. 26. Energie der Neutronen für die Reaktion D (d, n) He^3 als Funktion des Flugwinkels für verschiedene Werte der Deuteronenenergie

Die Reaktion D (d, n) hat besondere Bedeutung als Quelle monochromatischer Neutronen mit einer Energie von 2 bis 10 MeV. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß bei großen Deuteronenenergien neben den monochromatischen Neutronen der Reaktion D (d, n) unvermeidlich auch Beimischungen von Neutronen anderer Energien auftreten, die durch Stöße der Deuteronen mit den verschiedenen Elementen der Apparatur — mit Blenden, Folien, Gasresten — hervorgerufen werden. Die Ausschließung der Wirkung dieser Beimischungen erfordert besondere Maßnahmen und kompliziert die entsprechenden Versuche.

2. Die Reaktion Be^9 (d, n) B^{10}

Die Beschießung von Beryllium mit Deuteronen ist die gebräuchlichste Methode zur Erzeugung von Neutronen mit Hilfe von Zyklotrons. Seit der Entwicklung der ersten Zyklotrons bis zur Entwicklung der Uranreaktoren, d. h. ungefähr während eines Jahrzehnts, war die Reaktion Be^9 (d, n) B^{10} die intensivste und weitaus verbreitetste Neutronenquelle. Aber auch bis in die

Gegenwart hat das Zyklotron als Neutronenquelle seine Bedeutung nicht verloren, trotz Entwicklung der Technik der Kettenreaktionen, die überaus intensive Neutronenströme und Neutronenbündel liefern. So erweist sich z. B. das Zyklotron für ein so wichtiges Forschungsgebiet wie die Untersuchung der Wechselwirkung monochromatischer langsamer Neutronen mit Materie durch Selektoren mit „modulierter Quelle" als die bequemste und vorläufig praktisch einzige Neutronenquelle. Sowohl für dieses als auch für andere Anwendungsgebiete benutzt man gewöhnlich zur Neutronenerzeugung mit dem Zyklotron die Reaktion Be^9 (d, n) B^{10}.

Das Target des Zyklotrons wird gewöhnlich aus reinem metallischen Beryllium in Form von Platten oder Pulverschichten hergestellt, die auf einer Unterlage aus anderem Metall, z. B. aus Kupfer, aufgepreßt sind. Das Target wird mit einer Kupferunterlage, die während der Beschießung mit fließendem Wasser gekühlt wird, verlötet oder vernietet. Eine Kühlung ist deshalb notwendig, weil das Deuteronenbündel eine ziemlich große Energie an das Target abgibt, die sich fast vollständig in Wärme umwandelt. Ein Zyklotron mittlerer Größe liefert einen Deuteronenstrahl mit Deuteronenenergien von 8 MeV und einer Intensität von etwa 100 μA im Inneren der Kammer (zwischen den Duanten). Die Leistung eines solchen Bündels beträgt

$$8 \cdot 10^6 \cdot 100 \cdot 10^{-6} = 800 \text{ Watt},$$

d. h. mehr als die Leistung eines gewöhnlichen elektrischen Kochers. Diese Leistung wird fast vollständig als Wärme freigesetzt, und zwar in einer Oberflächenschicht des Targets, deren Stärke bis zu 0,5 mm beträgt und deren Fläche bei innerem Target in der Größenordnung 1 cm² liegt, bei äußerem Target aber mehrere cm² betragen kann. Ohne Abkühlung würde das Target sehr schnell schmelzen oder gar verdampfen. Selbst bei Verwendung von Wasserkühlung ist ein leichtschmelzbares Target für Zyklotrons ungeeignet. Beryllium ist ein ziemlich schwer schmelzbares und wenig zerstäubbares Metall, und ein Berylliumtarget ist daher dem Beschuß gegenüber sehr beständig. Aus Abb. 22 geht hervor, daß die Beschießung von Lithium mit Deuteronen eine größere Neutronenausbeute ergibt als der Beschuß von Beryllium. Metallisches Lithium ist jedoch sehr leicht schmelzbar ($T_{\text{Schm}} = 179°$ C), leicht flüchtig und auch chemisch sehr aktiv. Deshalb ist seine Verwendung als Target im Zyklotron praktisch ausgeschlossen. Benutzt man jedoch stabile Lithiumverbindungen, so sinkt die Ausbeute. Aus diesem Grunde ist Beryllium, das in reiner metallischer Form verwendet wird, auch in bezug auf die Ausbeute das günstigste Targetmaterial.

Die Neutronenausbeute für die Reaktion Be^9 (d, n) B^{10} bei Deuteronenenergien bis zu 1 MeV ist in Abb. 22 nach Messungen von Amaldi, Hafstad und Tuve [27] dargestellt.

Die Ausbeute wächst ziemlich schnell, aber stetig mit der Energie der Deuteronen E_d und erreicht bei $E_d = 1$ MeV einen Wert von annähernd 7 g (Ra + Be)-Äquivalent pro Mikroampere des Deuteronenstroms.

Hinsichtlich der Ausbeute bei großen Deuteronenenergien liegen Angaben vor, die mit verschiedenen amerikanischen Zyklotrons und elektrostatischen

Generatoren gewonnen wurden und von LIVINGSTON [30] zusammengefaßt sind. Obwohl diese Angaben nicht genau sind und nicht miteinander übereinstimmen, sind sie doch aus Mangel an systematischen Untersuchungen von einem gewissen Interesse. Weiter unten bringen wir einen Auszug aus der LIVINGSTONschen Tabelle, in der die Neutronenausbeute in Grammäquivalent Ra + Be pro Mikroampere des Deuteronenstroms für ein dickes Berylliumtarget angegeben ist (siehe Tabelle 2).

Tabelle 2. Die Neutronenausbeute für ein dickes Berylliumtarget und verschiedene Versuchsanordnungen pro Mikroampere des Deuteronenstroms

Apparatur	Zyklotrons				elektrostatische Generatoren	
	Kalifornische Universität	Harward-Universität	Rochester-Universität	Cornell-Universität	Carnegie-Institut	
Energie in MeV	16	8 – 12	3 – 7	1 – 2	3 – 5	1 – 2
Intensität des Bündels in Mikroampere	200	20 – 100	4 – 50	25	15 – 50	10
Ausbeute in Grammäquivalent Ra + Be pro Mikroampere	6000	3000	200	40	100	7

Dieselben Werte sind in Abb. 27 graphisch dargestellt.

CORNOG und LIBBY [31] wiesen darauf hin, daß das 60-Zoll-Zyklotron in Berkeley bei Deuteronenenergien von 16 MeV für ein dickes Berylliumtarget ein Neutron auf jeweils 200 Deuteronen liefert.

Die Diskrepanz zwischen den Werten für Zyklotrons und elektrostatische Generatoren bei gleichen Deuteronenenergien beruht wahrscheinlich zumindest teilweise darauf, daß in den Generatoren ein ungetrenntes, gemischtes atomarmolekulares Bündel verwendet wurde. Die Energie der Deuteronen ist deshalb in Wirklichkeit kleiner als angegeben.

Abb. 27. Neutronenausbeute für Zyklotrons mit dickem Berylliumtarget nach LIVINGSTON. Die gestrichelte Kurve entspricht dem $E_d^{\frac{3}{2}}$-Gesetz

Alle Daten entsprechen Intensitätsmessungen für Neutronenbündel, die hinsichtlich der Richtung des Deuteronenbündels nach vorn gerichtet sind.

LIVINGSTON bemerkt, daß die Ausbeute mit der Energie der Deuteronen bedeutend

schneller anwächst als die zu $E^{\frac{3}{2}}$ proportionale Eindringtiefe eines Deuterons in das Target. So wächst zwischen 3,5 und 16 MeV die tatsächliche Ausbeute 6mal schneller an, als dies für das Gesetz $E^{\frac{3}{2}}$ der Fall ist. Diese Abweichung entsteht dadurch, daß die Intensität des nach vorn gerichteten Neutronenbündels mit wachsender Deuteronenenergie schneller ansteigt als die integrale Intensität.

Dem Studium der Winkelverteilung der Neutronen in der Reaktion (d, n) für verschiedene Targets sind eine große Anzahl experimenteller und theoretischer Arbeiten [32, 33] gewidmet. In diesen Arbeiten wird gezeigt, daß ein bedeutender Anteil der Neutronen in (d, n)-Reaktionen bei Deuteronenenergien von 10 bis 20 MeV unter kleinen Winkeln emittiert wird und durch Aufspaltung von Deuteronen entsteht, wobei das freiwerdende Neutron mit großer Wahrscheinlichkeit unter einem kleinen Winkel ausgestrahlt wird.

In Abb. 28 sind Meßergebnisse für die Winkelverteilung der Neutronen angegeben, die sich in der Reaktion (d, n) mit verschiedenen Targets aus leichten Kernen bei einer verhältnismäßig geringen Energie der Deuteronen von etwa 8 MeV bilden. Selbst bei einer solchen Energie weist die Mehrzahl der Kurven ein ziemlich steiles Maximum bei kleinen Winkeln auf. Mit wachsendem E_d wird das Maximum bei kleinen Winkeln schärfer.

Die Energie der Neutronen, die man in der Reaktion Be^9 (d, n) B^{10} erhält, läßt sich auf Grund der Gleichung

$$Q = 1{,}1\, E_n - 0{,}8\, E_d - 0{,}28 \sqrt{E_d E_n} \cos\theta$$

berechnen.

Die Reaktionsenergie Q besitzt mehrere Werte. Untersuchungen des Neutronenspektrums bei dünnem Target und kleiner Energie der Deuteronen (bis zu 1 MeV) [34, 35, 36] ergaben vier Neutronengruppen, die vier Werten von Q entsprechen. Auf Grund späterer Versuche [37, 38] wurde eine fünfte Gruppe und folgende fünf Werte für die Reaktionsenergie Q gefunden: 4,39, 3,70, 2,19, 0,73 und $-0{,}74$ MeV. Der erste Q-Wert entspricht dem Grundzustand des Kerns B^{10}. Die übrigen Werte entsprechen angeregten Zuständen mit folgenden Anregungsenergien: 0,69, 2,20, 3,66 und 5,13 MeV.

In Abb. 29 sind Neutronenspektren dargestellt, die an Hand von Rückstoßprotonen in einer Photoemulsion bei dem Beschuß eines dünnen Berylliumtargets mit 3,39 MeV Deuteronen beobachtet wurden. Die drei Spektren entsprechen in Laborkoordinaten folgenden Flugwinkeln der Neutronen: 0°, 45° und 80°. Sie alle weisen auf das Vorhandensein von fünf Neutronengruppen hin, die fünf Werten der Anregungsenergie des Endkerns B^{10} entsprechen. Die Anregungsenergien E_x sind aus Abb. 29 ersichtlich.

Mit Vergrößerung der Deuteronenenergie ist das Auftreten neuer Neutronengruppen zu erwarten, die negativen Q-Werten, d. h. höheren Anregungsniveaus des Endkerns B^{10}, entsprechen.

Jedenfalls steht fest, daß bei jeder beliebigen Energie der Deuteronen das Neutronenspektrum der Reaktion Be^9 (d, n) B^{10} für dünne Targets ein aus vier oder mehr Gruppen bestehendes Linienspektrum sein muß, während es für dicke Targets kontinuierlich und ziemlich kompliziert ist.

Abb. 28. Winkelverteilung der Neutronen beim Beschuß verschiedener Targets mit 8 MeV-Deuteronen

Eine allgemeine Vorstellung von der Neutronenenergie und ihrer Abhängigkeit vom Flugwinkel für die vier Q-Werte gibt die Tabelle 3. In dieser sind die nach angegebener Gleichung berechneten Energiewerte der Neutronen angeführt, die unter den Winkeln $\theta = 0°, 90°$ und $180°$ bei Deuteronenenergien von 8 MeV emittiert werden.

Abb. 29. Neutronenspektren der Reaktion Be^9 (d, n) B^{10} bei $E_d = 3{,}39$ MeV für die Winkel 0°, 45° und 80°

Abszisse: Energie der Neutronen E_n in MeV (Hauptskala), Anregungsenergie E_x des B^{10}-Kerns (zweite Skala); Ordinate: Anzahl der Neutronen N

Tabelle 3. Energien der Neutronen E_n (in MeV), die in der Reaktion Be^9 (d, n) B^{10} bei $E_d = 8$ MeV für verschiedene Werte der Reaktionsenergie Q und verschiedene Flugwinkel θ entstehen

Q in MeV	$E_n(0°)$	$E_n(90°)$	$E_n(180°)$
4,4	12,4	9,8	7,8
3,7	11,7	9,2	7,5
2,2	10,2	7,8	6,0
0,7	8,5	6,5	5,0

Betrachtet man die Tabelle 3, so erkennt man leicht, daß die einzelnen Neutronengruppen im Fall eines dicken Targets stark verwaschen sind, einander überdecken und ein kontinuierliches Spektrum mit einer Grenzenergie bilden, die etwa bei $E_d + Q$ liegt.

3. Die Reaktionen Li^7 (d, n) $2He^4$ und Li^7 (d, n) Be^8

Die Beschießung von Lithium mit Deuteronen liefert, wie aus Abb. 22 ersichtlich ist, eine sehr gute Neutronenausbeute. Sie findet nur deshalb keine sehr weitverbreitete Anwendung, weil die Herstellung des Targets schwierig ist. Die Reaktion verläuft im gegebenen Fall auf zwei verschiedenen Wegen. Im ersten Fall spaltet sich der Zwischenkern Be^9 sofort in drei Teilchen auf: in ein Neutron und zwei α-Teilchen. Im zweiten Fall wird der Zwischenkern in zwei Teile gespalten: in ein Neutron und in Be^8. Die Reaktionsenergie hat für beide Varianten ziemlich hohe Werte: 15,05 bzw. 14,91 MeV, und es entstehen deshalb Neutronen mit sehr hoher Energie. Daher verwendet man gewöhnlich zur Gewinnung von Neutronen mit Energien der Größenordnung 15—20 MeV den Beschuß von Lithium mit Deuteronen.

Abb. 30. Neutronenspektrum der Reaktion Li^7 (d, n) für den Winkel $\theta = 0°$ bei $E_d = 0{,}5$ MeV
Abszisse: Energie der Neutronen in MeV; Ordinate: relative Neutronenausbeute

Das Neutronenspektrum der Li (d, n)-Reaktion hängt davon ab, auf welchem Wege die Reaktion abläuft. Im ersten Fall, d. h. bei der sofortigen Aufspaltung in drei Teile, muß das Neutronenspektrum kontinuierlich sein. Die Erhaltungssätze für Energie und Impuls können erfüllt werden, wenn man einem der drei Teilchen eine beliebige Energie von Null bis zu einer gewissen maximalen Energie zuschreibt. Folglich ist die Bildung eines Neutrons wie auch eines α-Teilchens mit beliebiger Energie möglich, und im Ergebnis werden beide Teilchensorten mit kontinuierlicher Energieverteilung gebildet.

Im zweiten Fall spaltet sich der Zwischenkern in zwei Teile auf: in ein Neutron und in den Kern Be^8. Zwar ist der Be^8-Kern instabil und zerfällt seinerseits ziemlich schnell in 2 α-Teilchen, aber da dieser Zerfall nach der Spaltung des Be^9 erfolgt, kann das Neutronenspektrum bei einer bestimmten Energie der Deuteronen nicht kontinuierlich sein. Wie in allen vorhergegangenen Fällen wird auch hier die Neutronenenergie eindeutig durch Deuteronenenergie, Flug-

winkel und Reaktionsenergie bestimmt. Besitzt Q mehrere Werte, so muß das Neutronenspektrum ein Linienspektrum sein. Hat Q jedoch nur einen Wert, so besitzt auch die Energie der Neutronen für jede Deuteronenenergie und für jeden Flugwinkel einen Wert.

Versuche zeigten, daß tatsächlich beide Reaktionen stattfinden. Das kontinuierliche Spektrum der α-Teilchen, die sich in der Reaktion Li^7 (d, n) $2He^4$ bilden, wurde im Jahre 1933 von OLIPHANT, KINSEY und RUTHERFORD [39] beobachtet. Das Neutronenspektrum untersuchten BONNER und BRUBAKER [40] und RICHARDS [41]. In beiden Fällen wurde festgestellt, daß das Neutronenspektrum kontinuierlich ist und sich von sehr kleinen Energien bis zu 14 MeV erstreckt. Daneben existiert eine einheitliche Neutronengruppe mit der Energie von ungefähr 14 MeV, die dem zweiten Reaktionstyp entspricht. In den Abb. 30 und 31 sind die Spektren der nach vorn fliegenden Neutronen dargestellt, die man beim Beschuß eines dünnen Lithiumtargets mit Deuteronen der Energien 0,5 und 0,7 MeV erhielt. Bei Erhöhung der Deuteronenenergie wächst auch die Energie der einheitlichen Neutronengruppe, ihre relative Intensität aber nimmt ab. Neutronen mit einer Energie von 20 MeV kann man bei Deuteronenenergien von ungefähr 6 MeV erhalten. Die Gleichung zur Berechnung der Neutronenenergie läßt sich im gegebenen Fall in der Form

$$Q = \frac{9}{8} E_n - \frac{3}{4} E_d - \frac{1}{4} \sqrt{2 E_d E_n} \cos\theta$$

darstellen.

Abb. 31. Neutronenspektrum der Reaktion Li^7 (d, n) für den Winkel $\theta = 0°$ bei $E_d = 0{,}7$ MeV

Abszisse: Energie der Neutronen in MeV; Ordinate: relative Neutronenausbeute

4. Die Reaktion T (d, n) He^4

In den Jahren 1948 und 1949 wurde eine ganze Reihe von Arbeiten veröffentlicht, die sich mit den Kernreaktionen des überschweren Wasserstoffisotops, des Tritiums T, befaßten. Tritium ist ein radioaktives Isotop des Wasserstoffs und kommt deshalb in natürlichem Wasserstoff nicht vor. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa 12 Jahren, wobei es Elektronen mit einer maximalen Energie von ungefähr 19 keV emittiert. Gegenwärtig kann man durch verschiedene Kernreaktionen [42], z. B. durch die Reaktion Li^6 (n, α) T^3, Tritium in durchaus wägbaren Mengen gewinnen.

Von den Kernreaktionen zwischen dem Tritium und anderen Teilchen erweist sich die Reaktion T (d, n) He^4 als besonders vielversprechend. Sie kann und wird auch tatsächlich auf zweierlei Art und Weise durchgeführt: durch Beschuß von Deuterium mit Tritiumionen oder umgekehrt durch Beschuß von Tritium mit Deuteronen. Im ersten Fall führte man das gasförmige Tritium wie auch andere Gase zur Ionengewinnung in eine Ionenquelle ein, von wo aus die Ionen in eine Beschleunigungsanlage gelangten.

Als Target beim Beschuß mit Deuteronen wird das Tritium entweder als Gas verwendet, das in eine besondere Kammer eingeschlossen wird, die vom evakuierten Raum des Beschleunigers durch eine dünne Folie abgetrennt ist, oder in Form einer Schicht, die auf einer Metallplatte adsorbiert ist. Sehr gut wird Wasserstoff und folglich auch Tritium von solchen Metallen wie Tantal, Titan oder Zirkon [25] adsorbiert und bei der Beschießung festgehalten. Ein gasförmiges Target ist zwar hinsichtlich der Neutronenausbeute vorteilhafter, da in ihm die Tritiumkonzentration höher ist, aber bei geringer Energie der bombardierenden Deuteronen kann ihre Abbremsung in der Folie zu einer Verminderung der Ausbeute führen, und das Gastarget verliert seine Vorzüge.

Die Anwendung gasförmiger Tritiumtargets weist einige Besonderheiten auf, die auf der Notwendigkeit einer sparsamen Verwendung kleiner Mengen dieses teuren Gases beruhen und mit der Gefahr verbunden sind, die wegen der Radioaktivität bei Einatmung von Tritium vorhanden ist. Eine geeignete Anlage ist von TASCHEK und Mitarbeitern [43] beschrieben worden. Feste Targets mit adsorbiertem Tritium sind einfacher und bequemer im Umgang. Bezüglich der Neutronenausbeute werden für dicke Targets folgende Angaben gemacht [25]: Ein Gastarget liefert bei einer Deuteronenenergie von 600 keV $5 \cdot 10^8$ Neutronen pro Mikrocoulomb Deuteronen, während ein Zirkontarget bei einer Energie von 200 keV 10^8 Neutronen pro Mikrocoulomb ergibt.

Die Reaktion T (d, n) He^4 ist stark exotherm, denn man erhält auf Kosten der beiden schwach gebundenen Kerne D und T den sehr stabilen Kern He^4. Die Reaktionsenergie beträgt $Q = 17{,}6$ MeV. Infolgedessen ist die Reaktion grundsätzlich bei beliebig kleiner Energie der Deuteronen (oder der Tritiumionen) möglich. Tatsächlich zeigten die Versuche, daß man bereits für Energien E_d in der Größenordnung einiger keV eine merkliche Neutronenausbeute erhält. In den ersten Versuchen [44] wurden Tritiumionen beschleunigt, wobei eine starke Resonanz bei geringen Energien festgestellt werden konnte. In der Folge [45] wurden Messungen mit Deuteronen als Geschoß auch in einem größeren Energieintervall vorgenommen. Die Messung des Reaktionsquerschnittes ist im gegebenen Fall ziemlich einfach und zuverlässig, da sich in der Reaktion neben dem Neutron ein ziemlich schnelles α-Teilchen (mit einer Energie von etwa 3—4 MeV) bildet. Es ist offensichtlich, daß die Zahl der α-Teilchen, die aus dem dünnen Target austreten, gleich der Anzahl der Neutronen ist. Nun kann aber die absolute Zahl der α-Teilchen mit Hilfe eines Proportionalzählrohres oder einer Ionisationskammer mit großer Genauigkeit bestimmt werden, die nur sehr schwer zu erreichen wäre, wenn man unmittelbar den Neutronenstrom selbst registrieren würde. Die Ergebnisse der Messung des

Reaktionsquerschnittes sind in einer Arbeit von HANSON, TASCHEK und WILLIAMS [25] systematisiert. Die Abhängigkeit des Querschnitts von der Energie der Deuteronen E_d kann durch folgende Gleichung dargestellt werden:

$$\sigma(E_d) = \frac{58}{E_d} \frac{e^{-\frac{1,72}{\sqrt{E_d}}}}{1 + \frac{(E_d - 0,096)^2}{0,174^2}}$$

(E_d in MeV, σ in barn).

Die Gleichung stellt ein Produkt zweier Multiplikatoren dar, von denen der eine $\left(E_d^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{1,72}{\sqrt{E_d}}}\right)$ die Durchlässigkeit des Potentialwalls abgibt, der andere die Resonanzabhängigkeit des Querschnitts von der Energie, die sich aus der bekannten Dispersionsformel von BREIT-WIGNER ergibt. Die Konstanten in dieser Gleichung wurden im Sinne der besten Übereinstimmung mit dem Experiment gewählt. Die Konstante 0,096 MeV entspricht dem Resonanzwert der Deuteronenenergie; 0,174 MeV ist die Resonanzbreite.

In Abb. 32 ist die Abhängigkeit σ von E_d graphisch dargestellt. Die Punkte entsprechen den experimentellen Werten, die ausgezogene Kurve der angegebenen Gleichung.

Abb. 32. Querschnitt der Reaktion T (d, n) He^4

Wie aus der Gleichung und aus Abb. 32 ersichtlich ist, tritt die Resonanz bei sehr kleinen Energien der Deuteronen auf, trotzdem aber erreicht der Wirkungsquerschnitt im Maximum einen ziemlich hohen Wert, mehr als 4 barn. Bei derselben Deuteronenenergie ist der Querschnitt der Reaktion D (d, n) He^3 mindestens hundertmal kleiner und für Reaktionen (d, n) mit anderen Elementen erst recht. Hieraus geht hervor, daß die Reaktion T (d, n) He^4 eine überaus ergiebige Neutronenquelle ist, mit der man bereits bei Deuteronenenergien um 100 keV eine hohe Ausbeute erzielen kann. Solche Deuteronen lassen sich aber mit Hilfe einer einfachen Röntgenapparatur, wie sie allgemein gebräuchlich ist, erzeugen. Wegen der Einfachheit der Anlage, mit der Deuteronen bis zu Energien von 150 bis 200 keV beschleunigt werden, findet die Reaktion T (d, n) He^4 weite Verbreitung als Quelle von Neutronen, deren Energie etwa 14 MeV beträgt. Eine große Anzahl veröffentlichter Arbeiten ist einer Untersuchung der Eigenschaften dieser Reaktion und der in ihr entstehenden Neutronen gewidmet [46].

Die Energie der in der Reaktion T (d, n) He^4 erzeugten Neutronen läßt sich auf Grund folgender Gleichung berechnen:

$$Q = 17,6 \text{ MeV} = \frac{5}{4} E_n - \frac{1}{2} E_d - \frac{1}{2} \sqrt{2 E_d E_n} \cos \theta_n .$$

Da die Reaktionsenergie Q den großen Wert 17,6 MeV hat, ist auch die Energie der Neutronen ziemlich hoch. Offensichtlich gilt für E_d nahe Null:

$$E_n = \frac{4}{5} Q = 14 \text{ MeV}.$$

Mit wachsendem E_d wächst auch die Energie der Neutronen, die in die vordere Halbkugel hineinfliegen, besonders bei kleinen Winkeln θ_n.

Abb. 33. Energie E_n der Neutronen für die Reaktion T (d, n) He^4 in Abhängigkeit vom Flugwinkel θ_n bei verschiedenen Deuteronenenergien

In Abb. 33 ist die Abhängigkeit der Neutronenenergie vom Winkel θ_n für verschiedene Werte E_d dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, kann man in der Reaktion T (d, n) He^4 bei Deuteronenenergien von etwa 3,5 MeV Neutronen mit einer Energie von 12 bis 20 MeV erhalten. Da der Endkern He^4 keine angeregten Zustände mit Energien unterhalb 20 MeV besitzt, hat die Reaktionsenergie Q den einzigen Wert 17,6 MeV, und die Energie der Neutronen hängt nur von E_d und dem Winkel θ_n ab. Im Fall eines dünnen Targets fliegt in jeder Richtung eine monochromatische Neutronengruppe mit hoher Energie. Übrigens führt bei geringer Deuteronenenergie auch ein dickes Target nicht zu starken Störungen der Monochromasie der Neutronen, da deren Energie groß ist.

Die Reaktion T (d, n) He^4 ist eine Quelle schnellster monochromatischer Neutronen. Die Möglichkeit, monochromatische Neutronen mit einer Energie über 20 MeV in dieser Reaktion zu erhalten, hängt davon ab, ob der Endkern He^4 angeregte Zustände hat oder nicht. Ist ein Übergang des Endkerns He^4 bei der Reaktion T (d, n) He^4 auf ein angeregtes Niveau möglich, so muß bei Deuteronenenergien über 6—8 MeV neben der Hauptgruppe der Neutronen eine bedeutend langsamere Gruppe auftreten. Trotzdem verliert die Reaktion ihren Wert als Quelle sehr schneller monochromatischer Neutronen nicht, da bei der eventuellen zweiten Gruppe die Möglichkeit besteht, diese infolge des sehr großen Energieunterschiedes durch Filter abzutrennen, während sie bei einigen Versuchen überhaupt unberücksichtigt bleiben kann.

Die Winkelverteilung der Neutronen läßt sich auf Grund der Meßergebnisse für die Winkelverteilung der α-Teilchen [25, 43] bestimmen. Offensichtlich existiert für jeden Wert der Deuteronenenergie E_d eine eindeutige Beziehung zwischen dem Flugwinkel des Neutrons θ_n und dem Flugwinkel des α-Teilchens θ_α. In Abb. 34 stellt die Schar der fallenden Kurven diese Abhängigkeit dar.

Die verschiedenen Kurven entsprechen den einzelnen Deuteronenenergien, die in der Abbildung in MeV angegeben sind. Da die Reaktionsenergie groß ist, können beide Teilchenarten unter jedem beliebigen Winkel zwischen 0° und 180° davonfliegen. Je kleiner der Flugwinkel des α-Teilchens ist, desto größer ist der Flugwinkel des Neutrons und umgekehrt.

In derselben Abbildung stellen die ansteigenden Kurven das Verhältnis $k_{n,\alpha}$ der Dichte des Neutronenstroms unter dem Winkel θ_n zur Dichte des Stroms der α-Teilchen unter dem Winkel θ_α dar, der θ_n im Sinne der Abhängikeit entspricht, die in den fallenden Kurven der Abb. 34 zum Ausdruck kommt.

Mit anderen Worten ist

$$k_{n,\alpha} = \frac{\sigma_n(\theta_n)}{\sigma_\alpha(\theta_\alpha)}$$

das Verhältnis des differentiellen Reaktionsquerschnitts mit Bildung eines Neutrons, das unter dem Winkel θ_n davonfliegt, zum differentiellen Reaktionsquerschnitt mit Bildung eines α-Teilchens, das unter dem entsprechenden Winkel θ_α emittiert wird. Mit Hilfe der in Abb. 34 dargestellten Kurven kann man die Winkelverteilung der Neutronen aus Messungen für die Winkelverteilung der α-Teilchen (Abb. 35) bestimmen.

Abb. 34. Abhängigkeit des Flugwinkels des Neutrons θ_n vom Flugwinkel des α-Teilchens θ_α für die Reaktion T (d, n) He^4

Der obere Teil der Abb. 35 stellt die Winkelverteilung der α-Teilchen im Labor-

Abb. 35. Winkelverteilung der α-Teilchen für die Reaktion T (d, n) He^4

Oben: im Laborsystem; unten: im Schwerpunktssystem

system dar. Die Winkel θ_n und θ_α in Abb. 34 entsprechen demselben Koordinatensystem. Obwohl die α-Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit unter kleinen Winkeln davonfliegen als unter großen, und kleinen θ_α große θ_n entsprechen, treten die Neutronen auch im Bereich kleiner Winkel mit ziemlicher Häufigkeit auf, da Abb. 34 zufolge das Verhältnis $k_{n,\alpha}$ mit wachsendem θ_α ansteigt. Um die Winkelverteilung der Neutronen zu finden, ist es erforderlich, unter Benutzung des oberen Teils der Abb. 35 jedem Wert des auf der Abszisse aufgetragenen Winkels θ_α den entsprechenden Wert θ_n nach Abb. 34 zuzuordnen und die Ordinate der Kurve in Abb. 35 mit dem entsprechenden Wert des Verhältnisses $k_{n,\alpha}$ zu multiplizieren. Die auf diese Weise erhaltene Zahl ist gleich dem differentiellen Querschnitt der Bildung eines Neutrons, das unter dem Winkel θ_n davonfliegt.

Der zweite (untere Teil) der Abb. 35 stellt die Winkelverteilung der α-Teilchen im Schwerpunktssystem dar. Bei geringer Energie der Deuteronen ist die Winkelverteilung annähernd kugelsymmetrisch. Mit steigendem E_d wird die Winkelverteilung komplizierter, wobei ihre Abweichung von der Kugelsymmetrie nicht monoton mit der Energie wächst. So ist z. B. bei $E_d = 1$ MeV die Abweichung größer als bei $E_d = 1{,}5$ MeV und bei $E_d = 2$ MeV größer als bei

$$E_d = 2{,}5 \text{ MeV}.$$

Abb. 36. Winkelverteilung der Neutronen für die Reaktion T (d, n) He^4 bei einer Deuteronenenergie von 10,5 MeV im Schwerpunktssystem

Bei einer Deuteronenenergie von 10,5 MeV weist die Winkelverteilung eine stärkere Anisotropie auf [47]. In Abb. 36 ist diese Verteilung für das Schwerpunktssystem dargestellt. Außer den Maxima bei den Winkel 0° und 180° treten bei dem Winkel 112° ein Maximum und bei den Winkeln 77° und 141° Minima in Erscheinung. Der totale Reaktionsquerschnitt beträgt für $E_d = 10{,}5$ MeV 48 millibarn.

5. Andere Reaktionen vom Typ (d, n)

Außer den aufgezählten Reaktionen vom Typ (d, n) ist noch eine große Anzahl anderer Reaktionen mit verschiedenen Elementen als Target bekannt. Hinsichtlich der Neutronenausbeute jedoch hält keine dieser Reaktionen einem Vergleich mit den aufgezählten bedeutendsten Neutronenquellen stand. Aus diesem Grunde sind heutzutage die übrigen Reaktionen vom Typ (d, n) nur als Quellen solcher monochromatischer Neutronen von Interesse, deren Energie

in einem Intervall liegt, das für die Hauptquellen praktisch unzugänglich ist. Wie man aus der Betrachtung der vorhergehenden Quellen entnimmt, kann man in der Reaktion D (d, n) monochromatische Neutronen mit beliebiger Energie im Intervall zwischen 2 und 6 MeV erhalten, wenn man Deuteronen mit einer Energie bis zu 3—4 MeV benutzt, die mit Hilfe eines elektrostatischen Generators beschleunigt wurden. Die Verwendung von Zyklotrons für diesen Zweck erweist sich als ungeeignet, da das Bündel der Deuteronen im Zyklotron nicht monochromatisch genug ist und die Veränderung der Deuteronenenergie im Zyklotron praktisch nur auf eine Weise möglich wird, nämlich durch Verschiebung des Targets längs des Radius in der Kammer zwischen den Duanten. Die Arbeitsbedingungen mit innerem Target als Neutronenquelle sind meistens unbefriedigend. Die Möglichkeit, eine Meßvorrichtung in Nähe des Targets anzubringen, ist begrenzt, und das Vorhandensein massiver Konstruktionselemente des Zyklotrons (Wände und Deckel der Kammer, Magnetpole u. a.) in unmittelbarer Nähe des Targets führt zu einer unvermeidlichen Streuung der Neutronen (elastischen und unelastischen), wodurch das Neutronenspektrum kompliziert wird.

Monochromatische Neutronen mit einer Energie bis zu 2 MeV kann man in den weiter unten beschriebenen Reaktionen vom Typ (p, n) erhalten. Somit kann das Intervall der Neutronenenergien von sehr kleinen Werten bis zu 5—6 MeV durch moderne Quellen monochromatischer Neutronen vollständig überdeckt werden. Die Reaktion $T(d, n)He^4$ liefert Neutronen mit Energien über 12 MeV. Unzugänglich bleibt also das Energieintervall zwischen 5—6 und 12 MeV. Zur Ausfüllung dieses Intervalls wäre es wünschenswert, eine Reaktion mit nur einem einzigen Q-Wert von etwa 5 MeV zu finden. Eine solche ist die Reaktion $N^{14}(d, n)O^{15}$. Ihr entspricht die Energie $Q = 5{,}1$ MeV. Andere Q-Werte wurden für Deuteronenenergien bis zu 1 MeV nicht beobachtet [25]. Für $E_d = 7{,}7$ MeV wurden jedoch außer der Hauptgruppe noch sechs weitere Neutronengruppen nachgewiesen, die negativen Q-Werten zwischen $-0{,}14$ und $-3{,}9$ MeV entsprechen [48].

Die Neutronenausbeute ist für diese Reaktion zwei- bis dreimal niedriger als für die Reaktion $D(d, n)He^3$ bei $E_d = 1$ MeV, während die Winkelverteilung gleichmäßiger ist. Somit kann man in dieser Reaktion monochromatische Neutronen mit Energien über 5 MeV erhalten.

Hanson, Taschek und Williams [25] weisen außerdem auf die Reaktion $C^{12}(d, n)N^{13}$ mit der Energie $Q = -0{,}26$ MeV als auf eine geeignete Quelle monochromatischer Neutronen mit Energien bis zu 2 MeV hin. Im Vergleich zu den Reaktionen (p, n) ist sie deshalb vorteilhafter, weil sie eine niedrigere Schwelle und einen größeren Querschnitt besitzt.

Die Neutronenausbeute für (d, n)-Reaktionen mit dicken Targets aus verschiedenen Elementen wurde von Smith und Kruger [49] bei $E_d = 10$ MeV untersucht. Sie benutzten eine große Wanne mit einer $MnSO_4$-Lösung und maßen die Aktivität des Mangans, die der integralen Neutronenausbeute proportional ist. Die Meßergebnisse sind in Tab. 4 dargestellt. Bei dieser Energie ergeben wiederum Beryllium und Bor die größte Ausbeute. Für schwere Elemente beträgt die Ausbeute nur den zehnten Teil.

ALLEN und andere untersuchten [50] die Neutronenausbeute unter dem Winkel $\theta = 0$ und die integrale Ausbeute für dicke Targets aus vielen leichten und schweren Elementen. Die Autoren geben eine empirische Formel für die Zahl N der Neutronen an, die sich in einem dicken Target aus dem Element mit der Ordnungszahl Z pro Mikrocoulomb Deuteronen bilden:

$$\log N = 10{,}18 - 0{,}0234 Z.$$

Tabelle 4. Neutronenausbeute aus dicken Targets bei Beschuß mit 10 MeV Deuteronen

Target	Z	Gewichtsäquivalent Ra+Be pro Mikroampere in kg	Integrale Ausbeute in 10^{10} Neutronen/sec pro Mikroampere
Be	4	2,66	3,23
B	5	1,58	1,91
C	6	0,98	1,19
Al	13	0,72	0,87
P	15	0,86	1,05
Mn	25	0,63	0,76
Ni	28	0,26	0,33
Cu	29	0,45	0,55
Mo	42	0,35	0,42
Sb	51	0,28	0,35
Ta	73	0,062	0,074
W	74	0,058	0,070
Pt	78	0,050	0,060
Au	79	0,039	0,047

Die in derselben Arbeit für α-Teilchen mit einer Energie von 30 MeV erhaltene analoge Formel hat die Form:

$$\log N = 9{,}68 - 0{,}0234 Z.$$

In Tab. 5 sind die Zahlenwerte von N für verschiedene Targets angeführt. Diese Tabelle enthält auch Zahlen, die die Neutronenausbeute pro steradian unter dem Winkel $\theta = 0$ und pro Mikrocoulomb Deuteronen und α-Teilchen aus dicken Targets angeben. In den letzten zwei Spalten der Tab. 5 sind die Anzahl der 15 MeV Deuteronen und der 30 MeV α-Teilchen angeführt, die zur Bildung eines Neutrons in den entsprechenden Targets erforderlich sind.

In Abb. 37 ist die von ALLEN und anderen [50] festgestellte Winkelverteilung der Neutronen angegeben, die bei Beschuß verschiedener dicker Targets mit 15 MeV Deuteronen emittiert werden. Die quantitativen Differenzen in der Neutronenausbeute aus dicken Targets zwischen den Angaben von SMITH und KRUGER für 10 MeV und den Angaben von ALLEN und anderen für 15 MeV erklärt sich offensichtlich aus den verschiedenen spektralen Eigenschaften der benutzten Detektoren. In den Untersuchungen von SMITH und KRUGER wurde ein Manganbad verwendet, und es wurden folglich Neutronen aller Energien registriert, während von ALLEN und anderen zur Registrierung der Neutronen Schwellendetektoren benutzt wurden (S^{32}, P^{31} und Ionisationskammern mit U- und Th-Schichten), d. h., es wurden Neutronen mit Energien über 1 MeV registriert.

Abb. 37. Winkelverteilung der Neutronen, die sich in verschiedenen dicken Targets bei Beschuß mit 15 MeV Deuteronen bilden

1 Target in der Mitte; in Richtung des Pfeils *2* das Deuteronenbündel, *3* Extrapolationsbereich

Tabelle 5. Neutronenausbeute aus dicken Targets bei Beschuß mit 15 MeV Deuteronen und 30 MeV α-Teilchen

Target	In Richtung nach vorn pro steradian und pro Mikrocoulomb emittierte Neutronen · 10^{-8}		Integrale Ausbeute · 10^{-8} Neutronen pro Mikrocoulomb		Teilchenzahl · 10^{-3} pro Neutron	
	d	α	*d*	α	*d*	α
Be	94	22	190	65	0,33	0,48
Al	30	3,1	64	18	0,98	1,6
Ti	12	—	65	—	2,4	—
Cr	7,2	—	29	—	1,8	—
Mn	12	1,7	52	14	1,3	—
Co	5,5	1,1	26	10	2,0	2,9
Cu	4,8	1,1	29	10	3,0	2,9
Nb	3,0	—	15	—	3,3	—
Mo	3,1	—	15	—	4,0	—
Ag	2,2	0,54	14	5,4	4,7	9,6
Cd	2,4	0,56	12	5,2	5,1	5,5
Ta	0,56	—	3,3	—	19	—
Au	0,37	0,062	2,1	0,65	27	48
Pb	0,36	0,18	2,1	1,6	30	19
Bi	0,23	0,044	1,3	0,47	49	70

§ 10. Die Aufspaltung von Deuteronen großer Energie

Versuche mit Deuteronen kleiner Energien (bis 15 MeV) zeigten, daß die Reaktion (d, n) auf zwei Wegen abläuft. Die erste Möglichkeit besteht im Einfang eines Deuterons durch den Kern und in der Bildung eines angeregten Zwischenkerns, der das Neutron emittiert. Auf diesem Wege verläuft die Reaktion (d, n) ebenso wie jede andere, die zur Bildung eines angeregten Zwischenkerns führt. Die zweite Möglichkeit ist mit einer Aufspaltung des Deuterons verbunden, die ohne Bildung eines Zwischenkerns erfolgen kann. Die Aufspaltung des Deuterons kann sogar in einem Felde von COULOMB-Kräften ganz ohne Kernwechselwirkung vor sich gehen. In diesem Fall kann sich das Neutron außerhalb des Feldes der Kernkräfte von dem Proton befreien, und im Ergebnis einer solchen Aufspaltung sind beide Teilchen des Deuterons, d. h. sowohl das Neutron als auch das Proton, frei und nicht durch einen Kern eingefangen. Mit anderen Worten: Freie Neutronen können im Prozeß (d, pn) auftreten, d. h. durch Aufspaltung eines Deuterons im COULOMB-Feld des Kerns.

Das Deuteron kann auch dann aufspalten, wenn nur eines der Deuteronenteilchen in den Bereich des Feldes der Kernkräfte hineingerät. Die Vorstellung über das Deuteron als ein aus zwei Teilchen bestehendes System, von denen das eine in das Kraftfeld eines Kerns geraten kann, das andere aber nicht,

ist physikalisch begründet, denn der mittlere Abstand n — p im Deuteron oder, genauer gesagt, der Radius des Deuterons, ist größer als der Radius der Kernkräfte n — p. Das ist gleichbedeutend mit der Vorstellung darüber, daß das Proton und das Neutron im Deuteron eine beträchtliche Zeit im Zustand schwacher Wechselwirkung verbringen. Durch eine starke Kernwechselwirkung kann ein am Rand des Kerns hängenbleibendes Teilchen in den Kern hineingezogen und von ihm eingefangen werden, d. h., es kann von dem anderen Teilchen des Deuterons, das hierbei frei wird und sich mit der im Augenblick der Aufspaltung vorhandenen Geschwindigkeit weiter fortbewegt, abgerissen werden. Eine solche Aufspaltung kann, wie leicht einzusehen ist, sowohl zur Befreiung eines Neutrons, d. h. zu dem Prozeß (d, n), als auch zur Befreiung eines Protons, d. h. zu dem Prozeß (d, p), führen.

Die Untersuchung der Winkelverteilung und der Ausbeute der Reaktion (d, n) zeigte, daß die Rolle der Aufspaltung des Deuterons durch das Kernfeld mit zunehmender Deuteronenenergie wächst. Die in Abb. 28 dargestellten Winkelverteilungen der Neutronen entsprechen Deuteronen mit einer Energie von 8 MeV. Bereits bei dieser Energie treten in den meisten Fällen ziemlich starke Maxima in der Verteilung bei kleinen Winkeln auf, die für die Aufspaltung kennzeichnend sind [33]. Für Deuteronen mit einer Energie von 15 MeV treten die Maxima unter kleinen Winkeln noch stärker hervor, und sie sind noch schärfer. Die Winkelverteilung der Neutronen, die in einer gewöhnlichen Kernreaktion unter Einfang eines Deuterons und Bildung eines Zwischenkerns entstehen, muß nahezu isotrop sein oder zumindest gleichmäßiger.

Versuche mit Deuteronen großer Energien, in der Größenordnung von 100 MeV (siehe z. B. [51, 52]), zeigten, daß sich beim Beschuß beliebiger Targets schnelle Neutronen bilden, die sich in Richtung nach vorn in einem ziemlich engen Kegel um die Richtung des Bündels der bombardierenden Deuteronen ausbreiten. Die Öffnung des Kegels und die Neutronenausbeute hängen nur wenig von dem Material des Targets ab. Eine theoretische Untersuchung der Deuteronenaufspaltung am Rand eines Kerns wurde von Serber [53, 54] durchgeführt. Die von Serber erhaltenen Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für Winkelverteilung und Spektrum der Neutronen. Die Aufspaltung der Deuteronen mit Energien von ungefähr 200 MeV im Coulombschen Kernfeld erwies sich nach Berechnungen von Dankoff [55] als bedeutend unwahrscheinlicher, und sie ergibt offensichtlich nur eine geringe Anzahl zusätzlicher Neutronen zu jenen, die sich bei der Deuteronenaufspaltung im Felde der Kernkräfte bilden.

Von allen möglichen Wechselwirkungen des Deuterons mit einem Kern durch die Kernkräfte berücksichtigt Serber nur solche Fälle, in denen das Deuteron den Rand des Kerns streift. Das Deuteron kann man sich als ein System zweier Teilchen — eines Protons und eines Neutrons — vorstellen, die sich im Abstand r voneinander befinden, der sich mit der Zeit zwar verändert, den man aber während des Stoßes eines sehr schnellen Deuterons mit dem Kern als konstant ansehen kann. Zur Aufspaltung des Deuterons und Befreiung eines der Teilchen (des Protons oder des Neutrons) kann offensichtlich ein solcher Stoß führen, bei dem nur eines der Teilchen in den Bereich des Wirkungs-

querschnittes des Kerns gelangt, während das andere Teilchen außerhalb dieses Bereiches bleibt. Das mit dem Kern zusammengestoßene Teilchen wird entweder durch diesen eingefangen oder stark gestreut. Hierbei fliegt das zweite Teilchen, welches an das erste ziemlich schwach gebunden ist (die Bindungsenergie beträgt 2,23 MeV), an dem Kern vorbei und erfährt im Moment der Aufspaltung eine verhältnismäßig geringe Beschleunigung.

Stellt man sich den Kern als „undurchsichtige“ Kugel vom Radius R vor, so ist der Wirkungsquerschnitt solcher Stöße $\sigma_{n,p}$ gleich der Fläche der Kreisscheibe $2\pi \cdot R \cdot l$. Hierbei ist l der über alle möglichen Orientierungen gemittelte Wert der Projektion des mittleren Deuteronenradius $\bar{r}$ auf die der ursprünglichen Flugbahn des Deuterons senkrechten Ebene. Es läßt sich leicht herleiten, daß $l = \frac{1}{2}\bar{r}$ und folglich $\sigma_{n,p} = \pi R \bar{r}$ gilt ($\bar{r}$ ist der mittlere Abstand zwischen Neutron und Proton im Deuteron). Läßt man die COULOMBsche Wechselwirkung des Deuterons mit dem Kern unberücksichtigt, so ist zu erwarten, daß bei der Aufspaltung die gleiche Anzahl Neutronen und Protonen frei wird. Deshalb ist der Querschnitt für die Bildung eines schnellen Neutrons σ_n nur halb so groß, d. h.

$$\sigma_n = \frac{1}{2}\pi R \bar{r}.$$

Die auf das Proton wirkende COULOMBsche Abstoßung muß grundsätzlich dazu führen, daß die Wahrscheinlichkeit, das Proton im Moment des Stoßes weiter vom Kern entfernt aufzufinden, größer ist, was in einer relativen Vergrößerung der Wahrscheinlichkeit für die Befreiung eines Protons während der Aufspaltung seinen Ausdruck finden müßte. Die Energie der COULOMBschen Wechselwirkung ist jedoch im Vergleich zur kinetischen Energie der Teilchen gering, wenn die Deuteronenenergie etwa 200 MeV beträgt. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines freien Neutrons annähernd gleich der Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines freien Protons.

Unter der Annahme $\bar{r} = 2{,}1 \cdot 10^{-13}$ cm, $R = 1{,}5 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13}$ cm erhielt SERBER den folgenden Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt der Bildung eines schnellen Neutrons bei der Aufspaltung eines Deuterons am Rande eines Kerns mit der Teilchenzahl A:

$$\sigma_n = \frac{1}{2}\pi R \bar{r} \approx 50 A^{\frac{1}{3}} \text{ Millibarn.}$$

Somit hängt der Wirkungsquerschnitt nur wenig von der Kernmasse des Targets ab. Der Wirkungsquerschnitt beträgt für den Be-Kern 0,1 barn und für den Kern des Urans 0,3 barn. Dieses Verhalten entspricht völlig den experimentellen Befunden, die eine schwache Abhängigkeit der Ausbeute schneller Neutronen vom Material des Targets zeigen.

Ist der Wirkungsquerschnitt σ_n bekannt, so läßt sich die Ausbeute schneller Neutronen aus jedem beliebigen Target leicht berechnen. So beträgt z. B. die Ausbeute aus einem Berylliumtarget von der Stärke 1,25 cm, in dem Deuteronen mit einer ursprünglichen Energie von 190 MeV durch Ionisation 20 MeV einbüßen, 2 %, d. h., auf 50 Deuteronen kommt ein Neutron.

Die Frage nach der Neutronenenergie bei der Aufspaltung wird auf folgende Weise geklärt: Wäre das Neutron sehr schwach im Deuteron gebunden, so würde sich im Augenblick der Aufspaltung seine kinetische Energie nicht verändern. Sie würde gleich jenem Teil der Deuteronenenergie bleiben, welcher auf das Neutron entfällt, d. h., sie wäre ungefähr (bis auf den Massenunterschied zwischen Neutron und Proton genau) gleich der Hälfte der Energie des Deuterons. In diesem Fall würde man monochromatische Neutronen mit der Energie $E_n = \frac{1}{2} E_d$ erhalten. Die Bindungsenergie des Deuterons darf aber nicht vernachlässigt werden. Den Einfluß der Bindung auf das Spektrum der Neutronen kann man berechnen, indem man ihre Bewegung in bezug auf den Schwerpunkt des Deuterons berücksichtigt. Ist der Impuls des Neutrons im Moment der Aufspaltung in Koordinaten des Deuteronenschwerpunktes gleich P_n, so beträgt sein Impuls im Laborsystem nach der Aufspaltung den Wert $P_n + P_0$, wobei P_0 der Impuls des Schwerpunktes ist. Wegen der Bewegung des Neutrons innerhalb des Deuterons kann seine Energie nach der Aufspaltung in Abhängigkeit davon, ob die Richtung von P_n mit der Richtung von P_0 übereinstimmt, oder umgekehrt ihr entgegengesetzt ist, sowohl größer als auch kleiner als $\frac{1}{2} E_d$ sein. Da die Richtungen von P_n willkürlich sind und ihre absolute Größe verschiedene Werte besitzt, muß das Neutronenspektrum kontinuierlich sein. Mit anderen Worten: Es können sich außer Neutronen mit der mittleren Energie $E_n = \frac{1}{2} E_d$ auch schnellere und langsamere Neutronen bilden, wobei die relative Streuung hinsichtlich der Energie um so größer sein wird, je größer das Verhältnis der Bindungsenergie des Deuterons ε zu seiner kinetischen Energie E_d ist. Durch Benutzung der Wellenfunktion des Deuterons zur Auffindung von P_n kam Serber zu dem Schluß, daß das Neutronenspektrum durch eine Glockenkurve dargestellt werden muß, die ein Maximum bei $E_n = \frac{1}{2} E_d$ und eine Halbwertsbreite von $\Delta E_n = 1{,}533 \sqrt{E_d \varepsilon}$ besitzt. Bei $E_d = 190$ MeV beträgt die Halbwertsbreite $\Delta E = 31$ MeV.

Die Form des Spektrums wird durch eine Gleichung dargestellt, die den Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ als Funktion der Energie des Neutrons angibt:

$$d\sigma = \frac{1}{4} \pi R \bar{r} \frac{E_d \varepsilon \, dE_n}{\left[\left(E_n - \frac{1}{2} E_d\right)^2 + E_d \varepsilon\right]^{\frac{3}{2}}}. \tag{2.11}$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Neutronenenergie ist der Resonanzabhängigkeit ähnlich, denn Formel (2.11) unterscheidet sich von der Resonanzformel nur durch den Exponenten $\frac{3}{2}$ an Stelle von 1 im Nenner. Um den vollen Wirkungsquerschnitt σ zu erhalten, muß man $d\sigma$ nach Formel (2.11) über die Energie E_n von 0 bis E_d integrieren.

Diese Folgerung stimmt mit den experimentellen Daten ziemlich gut überein. Eine direkte Messung des Neutronenspektrums ist zwar ziemlich

kompliziert, aber man kann auf Grund des ebenfalls bei der Deuteronenaufspaltung erhaltenen Protonenspektrums auf das Spektrum der Neutronen schließen. Bis auf den verhältnismäßig schwachen Einfluß des COULOMBschen Feldes müssen die Neutronen- und Protonenspektren der Aufspaltung mit ziemlicher Genauigkeit gleich sein.

Das Protonenspektrum, das man bei der Beschießung eines Kupfertargets von 19 mm Stärke mit 190 MeV Deuteronen erhält, wurde auf folgende Weise untersucht. In verschiedenen Abständen vom Target wurden im Inneren der Phasotronkammer Detektoren schneller Protonen angebracht. Die aus dem Target austretenden Protonen werden natürlich durch das Magnetfeld abgelenkt und beschreiben annähernd Kreisbahnen, wobei der Krümmungsradius von der Energie der Protonen abhängt. Deshalb konnten Protonen mit um so größerer Energie auf den Detektor auftreffen, je weiter dieser vom Target entfernt war. Die Protonenenergie wurde aus dem bekannten Abstand und der magnetischen Feldstärke bestimmt. Als Detektoren dienten Graphitplatten, in denen durch die Reaktion $C^{12}(p, pn)C^{11}$ positron-aktiver Kohlenstoff C^{11} (Halbwertszeit 20,5 Min.) gebildet wurde. Der Querschnitt der Reaktion $C^{12}(p, pn)C^{11}$ bleibt für Protonen mit Energien über 50 MeV [56] praktisch unveränderlich, und daher war die Aktivität der Detektoren ein gleichbleibendes Maß für die Intensität des Protonenstroms. Damit die Detektoren dem Hauptbündel der zu beschleunigenden Deuteronen nicht im Wege sind und nicht durch dieses bestrahlt werden, waren sie unterhalb des Duanten angebracht. Bei einer solchen Anordnung der Detektoren durchliefen die auf sie auftreffenden Protonen nicht Kreisbahnen, sondern Schraubenlinien.

Abb. 38. Spektrum der Protonen, die bei der Aufspaltung von 190 MeV Deuteronen auftreten

Ausgezogene Kurve: theoretische Kurve nach SERBER, × = Be-Target, ○ = U-Target

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 38 dargestellt. Auf der Abszisse sind die Krümmungsradien der Protonenflugbahnen (untere Skala) bzw. ihre Energie (obere Skala) aufgetragen und auf der Ordinate die relative Intensität. Die Punkte stellen die experimentellen Daten dar, während die ausgezogene Kurve den Berechnungen von SERBER entspricht. Wie aus Abb. 38 hervorgeht, ist das Protonenspektrum tatsächlich kontinuierlich und hat fast dieselbe Form, wie das auf den Berechnungen von SERBER beruhende. Das Maximum des Spektrums entspricht einem Energiewert von nahezu $\frac{1}{2} E_d$. Der Mittelwert von E_d liegt wegen der Energieverluste im dicken Target unterhalb 190 MeV. Die Halbwertsbreite des Spektrums hat einen Wert von etwa 40 MeV.

Hieraus folgt, daß die theoretischen Berechnungen von SERBER zur Bestimmung des Neutronenspektrums bei Deuteronenaufspaltung gut geeignet sind.

Die Winkelverteilung schneller Neutronen wurde direkt mit Hilfe von Kohlenstoffdetektoren, die durch schnelle Neutronen in der Reaktion $C^{12}(n, 2n)C^{11}$ aktiviert werden, untersucht [51]. Die Detektoren waren in verschiedenen Stellungen außerhalb der Phasotronkammer so angeordnet, daß der Winkel zwischen den Richtungen aus dem Target zu ihnen und der Richtung des Deuteronenbündels in weiten Grenzen verändert werden konnte. Die Aktivität eines jeden Detektors wurde als der Intensität des Neutronenstroms in der entsprechenden Richtung proportional angenommen.

In Abb. 39 sind die Meßergebnisse für die Winkelverteilung im Fall eines Beryllium- und eines Urantargets dargestellt. Die Punkte entsprechen den experimentellen Daten, während die ausgezogenen Kurven mit den Berechnungen von SERBER übereinstimmen.

Abb. 39. Winkelverteilung der Neutronen, die bei der Aufspaltung von 190 MeV Deuteronen auftreten

Ausgezogene Kurve: theoretische Kurve nach SERBER ●=Be-Target, ○=U-Target

Wie aus den Kurven ersichtlich ist, breiten sich die schnellen Neutronen innerhalb eines ziemlich engen Kegels in Richtung nach vorn aus. Das Intensitätsmaximum liegt natürlich in Richtung des Neutronenbündels. Die Intensität fällt für das Berylliumtarget bei einem Winkel von nur etwa 5°, für das Urantarget von ungefähr 6,5° auf die Hälfte des maximalen Wertes ab und für beide Targets bis auf einen Wert von 0,1 bei einem Winkel, der kleiner ist als 15°.

Die von SERBER durchgeführten Berechnungen der Winkelverteilung sind den Berechnungen des Spektrums analog. Der Flugwinkel des Neutrons ist gegeben durch die Größe der transversalen Impulskomponente des Neutrons hinsichtlich des Schwerpunktes des Deuterons, die ebenfalls auf Grund der Wellenfunktion des Deuterons ermittelt werden kann. Für die Halbwertsbreite der Winkelverteilung gibt SERBER den folgenden Ausdruck an:

$$\Delta\theta = 1{,}601\,\theta_0 = 1{,}601\sqrt{\frac{\varepsilon}{E_d}}\left(1 - \frac{E_d}{8Mc^2}\right). \tag{2.12}$$

Hierbei ist M die Masse des Protons, die übrigen Bezeichnungen haben dieselben Bedeutungen wie bisher.

Die Winkelverteilung wird durch die Gleichung

$$d\sigma = \frac{R\bar{r}}{\pi(1+\zeta^2)^{\frac{3}{2}}}\left\{1-\frac{1}{2\zeta^2}\left[\frac{1+\zeta^2}{\operatorname{tg}\zeta}-\zeta\right]\right\}d\Omega$$

dargestellt, wobei $\zeta=\frac{\theta}{\theta_0}$, θ der Flugwinkel des Neutrons, θ_0 der durch Gleichung (2.12) festgelegte Winkel und Ω der Raumwinkel ist.

Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse der von SERBER durchgeführten Berechnungen mit den experimentellen Daten gestattet, seine Formeln auch zur Bestimmung der Winkelverteilung der Neutronen anzuwenden. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß in den Formeln von SERBER einige Faktoren auftreten, die davon abhängen, ob der Kern als durchsichtig für die Deuteronen oder nur als teilweise durchsichtig angenommen wird. Die Genauigkeit der oben angeführten experimentellen Ergebnisse reicht nicht aus, um einer dieser theoretischen Annahmen den Vorzug zu geben. Es liegen Angaben über die Streuung schneller Neutronen vor, die darauf hinweisen, daß für Teilchen mit einer Energie in der Größenordnung 100 MeV und darüber der Kern als teilweise durchsichtig anzusehen ist. Für einen vollkommen durchsichtigen Kern gibt SERBER folgende Gleichungen an:

Neutronenspektrum

$$d\sigma = \frac{\sqrt{E_d\varepsilon}}{\pi\left[\left(E_n-\frac{1}{2}E_d\right)^2-E_d\varepsilon\right]}\,dE_n;$$

Halbwertsbreite des Spektrums

$$\Delta E = 2\sqrt{E_d\varepsilon};$$

Winkelverteilung

$$d\sigma = \frac{R\bar{r}}{\pi(1+\zeta^2)^{\frac{3}{2}}}\,d\Omega;$$

Halbwertsbreite der Winkelverteilung

$$\Delta\theta = 1{,}533\,\theta_0.$$

Die spektrale Verteilung ist für einen durchsichtigen Kern breiter, die Winkelverteilung dagegen für einen undurchsichtigen. Übrigens ist der Unterschied in der Winkelverteilung ziemlich gering. Das geht bereits aus dem Vergleich der Koeffizienten im Ausdruck $\Delta\theta$ hervor (1,601 für den undurchsichtigen und 1,533 für den durchsichtigen Kern).

Die beim Beschuß verschiedener Targets mit 190 MeV Deuteronen erhaltenen experimentellen Daten und die mit ihnen übereinstimmenden Formeln von SERBER ergeben somit, daß der Beschuß von Kernen mit sehr schnellen Deuteronen ein intensives Bündel schneller Neutronen liefert, die in einem engen Kegel nach vorn fliegen, wobei der Öffnungswinkel des Kegels um so kleiner ist, je größer die Energie der Deuteronen ist. Die Energie der Neutronen ist im Mittel gleich der halben Deuteronenenergie (wie bereits aus-

geführt wurde). Sie schwankt jedoch in ziemlich weiten Grenzen um diesen Wert, d. h., das Neutronenspektrum ist kontinuierlich.

Außer den Neutronen, die im Aufspaltungsprozeß entstehen, muß der Beschuß von Kernen mit schnellen Deuteronen zweifellos auch langsamere Neutronen liefern, die von stark angeregten Kernen emittiert werden. Infolge jedes Stoßes mit einem Deuteron, unter anderem auch eines solchen Stoßes, der zur Aufspaltung des Deuterons führt, wird der Kern stark angeregt und sendet Neutronen oder andere Teilchen aus. Die Winkelverteilung solcher Neutronen wird weniger nach vorn ausgerichtet sein, während die Anzahl dieser Neutronen sogar größer sein kann als die der Aufspaltungsneutronen.

Komplizierte Kernspaltungen, bei denen ein oder mehrere geladene Teilchen emittiert werden, sind beim Beschuß mit schnellen Deuteronen ebenfalls beobachtet worden. In den entsprechenden Experimenten wurden keine Neutronen registriert, was jedoch nicht besagt, daß keine vorhanden waren. Im Gegenteil, es liegen keine Gründe vor, zu bezweifeln, daß von den Kernen auch Neutronen emittiert werden.

In den erwähnten Messungen der Winkelverteilung der Aufspaltungsneutronen konnten die von den angeregten Kernen emittierten Neutronen unbemerkt bleiben, weil die Reaktion $C^{12}(n, 2n)C^{11}$ im Detektor einen hohen Schwellenwert (über 20 MeV) besitzt und nur von sehr schnellen Aufspaltungsneutronen angeregt wird.

§ 11. Reaktionen vom Typ (p, n)

Die Reaktion (p, n) läuft darauf hinaus, daß in dem bombardierten Kern ein Neutron durch ein Proton ersetzt wird. Der Endkern erscheint als Isobar des bombardierten Ausgangskerns. Stabile Isobare sind bekanntlich überaus selten, weshalb einer der Kerne — der bombardierte oder der Endkern — radioaktiv sein wird.

Ist der bombardierte Kern stabil, so ist der Endkern radioaktiv. In der Regel handelt es sich bei der Radioaktivität des Endkerns um einen Positronenzerfall (oder K-Einfang). Deshalb verwandelt sich der Endkern spontan wieder in den beschossenen Ausgangskern. Da ein spontaner radioaktiver Zerfall kein endothermer Prozeß sein kann, muß der entgegengesetzte Prozeß, nämlich die Reaktion (p, n), endotherm sein. Die Reaktion (p, n) wird also endotherm sein und eine Reaktionsschwelle besitzen, falls der bombardierte Kern stabil ist.

Wie jede endotherme Reaktion ist auch die Reaktion (p, n) hinsichtlich der Neutronenausbeute nicht so günstig wie exotherme Reaktionen. Trotzdem wird die Reaktion (p, n) als Neutronenquelle ziemlich häufig benutzt, insbesondere in letzter Zeit.

Die Ursache für die weitverbreitete Anwendung der Reaktion (p, n) als Neutronenquelle liegt in der Möglichkeit, monochromatische Neutronen zu erhalten, deren Energie sich bequem in weiten Grenzen variieren läßt. Insbesondere kann man in dieser Reaktion monochromatische Neutronen mit

einer sehr kleinen Energie von der Größenordnung einiger Kiloelektronenvolt erhalten.

Als Quelle monochromatischer Neutronen wird die Reaktion (p, n) vor allem in Verbindung mit Beschleunigern vom Typ des VAN-DE-GRAAFF-Generators verwendet.

Die Technik der Monochromatisierung eines Protonenbündels, der Kontrolle, Stabilisierung und genauen Messung der Beschleunigungsspannung ist in letzter Zeit in einer ganzen Reihe von Laboratorien sehr vervollkommnet worden. Die Verwendung sehr dünner Targets gestattet, in Verbindung mit dieser Technik äußerst monochromatische Neutronenbündel mit genau bekannter Energie zu erhalten. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Energie der Protonen und folglich die der Neutronen stetig zu variieren. All dies macht den VAN-DE-GRAAFF-Generator zu einer fast idealen Quelle für monochromatische Neutronen, die es ermöglicht, detaillierte Untersuchungen über die Abhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnitts von Neutronen mit Kernen von der Energie durchzuführen.

1. Die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7

Die Beschießung von Lithium mit Protonen stellt historisch gesehen, wie ja bekannt ist, die erste Kernreaktion dar, die durch künstlich beschleunigte Teilchen hervorgerufen wurde.

Es handelt sich um die Reaktion Li^7 (p, α) He^4, die eine positive Energie Q von etwa 17 MeV besitzt. Sie beginnt bereits bei sehr kleinen Protonenenergien von etwa 10 keV und wird von γ-Strahlen begleitet, deren Energie etwa 17 MeV beträgt.

Die Reaktion Li^7(p, n)Be^7 besitzt einen Schwellenwert von 1,882 MeV und eine Energie $Q = -1{,}645$ MeV. Die Energie der entstehenden Neutronen ist in grober Näherung gleich $E_p - S$.

Zur Erzeugung monochromatischer Neutronen, wozu die Quelle Li^7(p, n) hauptsächlich benutzt wird, ist es neben der Monochromatisierung des Protonenbündels, die durch Magnetanalyse am Ende der Beschleunigungsröhre weitgehend erreicht wird, notwendig, ein sehr dünnes Lithiumtarget zu verwenden. Es empfiehlt sich, die Stärke des Targets in diesem Fall nicht wie gewöhnlich in g/cm² auszudrücken, sondern direkt durch eine Zahl, die den mittleren Energieverlust eines Protons im Target angibt. Diese Zahl charakterisiert den Grad der Monochromatisierung der in die Reaktion eintretenden Protonen und den damit verbundenen Grad der Monochromatisierung der Neutronen. In einigen Versuchen erreichte die Stärke des Targets 1 keV, was ungefähr 10 Mikrogramm Lithium pro cm² entspricht.

Das Target wird gewöhnlich durch Aufdämpfung von metallischem Lithium im Vakuum auf eine Schwermetallplatte, z. B. auf eine Tantalplatte, hergestellt.

Die Stärke der Platte, die als Unterlage dient, ist grundsätzlich unwesentlich, da Protonen mit einer Energie von einigen MeV in ihr wegen der großen

Höhe des Potentialwalls für schwere Kerne keine Kernumwandlungen hervorrufen. Die Wahl der Dicke der Unterlage wird durch die Bedingungen des Wägens festgelegt, welches zur Bestimmung der Stärke des Lithiumtargets notwendig ist, und durch die Abkühlungsbedingungen des Targets. Außerdem ist es wünschenswert, das Target so zu konstruieren, daß in seiner näheren Umgebung keine massiven Konstruktionselemente vorhanden sind, die die Neutronen stark streuen und dadurch nicht nur die Winkelverteilung, sondern auch ihre Monochromasie stören könnten.

Die Bestimmung der Stärke des Targets durch Wägung im Vakuum liefert nur für nicht allzu kleine Stärken befriedigende Ergebnisse. Die Schwierigkeit der Bestimmung geringer Stärken ist vor allen Dingen eine Folge der unvermeidlichen Verunreinigungen des Targets. Es gibt jedoch ein direktes und ziemlich bequemes Verfahren zur Messung der Dicke des Targets in Kilovolt. Dieses Verfahren beruht darauf, daß sich die Neutronen bei einer Energie E_p nahe der Reaktionsschwelle, nur in Richtung nach vorn bewegen (siehe § 7, Punkt 1). Deshalb wächst die Intensität des Neutronenbündels unter dem Winkel $\theta = 0$ sehr stark beim Schwellenwert an und erreicht bei einer Protonenenergie, die die Schwelle um eine Größe übertrifft, die der Stärke des Targets im Energiemaß zahlenmäßig gleich ist, ein ziemlich deutlich ausgeprägtes Maximum. In Abb. 40 sind Kurven dargestellt, die dieses Verfahren zur Messung der Targetstärke veranschaulichen. Die Dicke wird bestimmt als Differenz der Protonenenergie, die dem Maximum der Kurven entspricht, und der Energie, die ihrem Anfang (der Schwelle) entspricht. Die drei Kurven entsprechen zwei verschiedenen Dicken des Targets, nämlich 9 keV (Kurve 1) und 2 keV (Kurve 2 für ein neuangefertigtes Target; Kurve 3 für dasselbe Target nach 4 Wochen Benutzung). Der Vergleich der Kurven 2 und 3 veranschaulicht die Ansammlung von Verunreinigungen mit der Zeit.

Abb. 40. Kurven der Neutronenausbeute für die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7 unter dem Winkel $\theta = 0$, die zur Bestimmung der Targetstärke benutzt werden

Längs der Abszisse: Protonenenergie E_p in MeV; längs der Ordinate: Zahl der Impulse pro Mikrocoulomb; rechts für das 1. Target, links für das 2. Target

Es muß darauf hingewiesen werden, daß das in Abb. 40 dargestellte Maximum der Ausbeute der nach vorn fliegenden Neutronen keineswegs mit irgendeiner Resonanzabhängigkeit des Reaktionsquerschnitts von der Energie in Zusammenhang steht, sondern allein auf die Besonderheiten der Neutronenwinkelverteilung bei endothermen Reaktionen nahe dem Schwellenwert zurückzuführen ist.

Da metallisches Lithium chemisch sehr aktiv ist, muß die Herstellung des Targets und ihre Montage am Verwendungsort im Vakuum oder in einer Edelgasatmosphäre vorgenommen werden.

Der Untersuchung der Reaktion $Li^7(p, n)Be^7$ ist eine ziemlich große Anzahl veröffentlichter Arbeiten gewidmet. Die Hauptergebnisse, die bis etwa Mitte 1949 gewonnen wurden, sind in einer zusammenfassenden Arbeit von HANSON, TASCHEK und WILLIAMS [25] kurz dargelegt.

Der totale Reaktionsquerschnitt wurde von TASCHEK und HEMMENDINGER [57] durch Vergleich des Neutronenstromes aus dem Target mit dem einer Ra + Be-Quelle, die auf 5% genau geeicht war, bestimmt.

Abb. 41. Totaler Querschnitt der Reaktion Li^7 (p, n) Be^7

Zum Vergleich brachte man das Target und die Ra + Be-Quelle abwechselnd in einen großen Behälter mit einer Lösung von $MnSO_4$ in Wasser. Die Lösung wurde der Neutronenausstrahlung jedesmal einige Stunden ausgesetzt und gut durchgemischt. Danach entnahm man ihr eine Standardprobe, deren Aktivität unter bestimmten Bedingungen mit Hilfe eines β-Zählrohrs gemessen wurde.

Auf diese Weise registriert man den gesamten Neutronenstrom, und das Ergebnis hängt nicht vom Spektrum ab, wenn das Volumen des Behälters mit der Lösung hinreichend groß ist. Die Messungen mit solchen Behältern erwiesen sich aber als ziemlich langwierig und unbequem, da die Aktivität der Lösung mit einer Halbwertszeit von 2,5 Stunden (Mn^{56}) abnimmt, und es sich nicht lohnt, mit einer neuen Messung zu beginnen, bevor die Aktivität von der vorhergehenden Messung abgeklungen ist, weil sonst die Meßgenauigkeit herabgesetzt sein würde. Deshalb wurde der Vergleich hinsichtlich der Manganaktivität nur für zwei Energiewerte der Protonen durchgeführt, während die Lage der übrigen Punkte der Kurve aus der γ-Aktivität des Be^7 bestimmt wurde, das sich bei jeder Bestrahlung im Target ansammelt. Die Meßergebnisse des totalen Querschnitts der Reaktion $Li^7(p, n)Be^7$ sind in Abb. 41 dargestellt. Der Querschnitt wächst hinter der Schwelle steil an, erreicht bei der Energie $E_p = 1{,}92$ MeV den Wert 0,24 barn, bleibt dann bis $E_p = 2{,}05$ MeV konstant und bildet schließlich eine breite Resonanzlinie mit einem Maximum bei etwa 2,23 MeV, wo er den Wert 0,5 barn erreicht.

Der differentielle Querschnitt, der der Intensität des Neutronenstromes unter einem bestimmten Flugwinkel θ proportional ist, ändert sich vollkommen anders als der Gesamtquerschnitt, insbesondere bei Protonenenergien nahe der Reaktionsschwelle, und zwar wegen der Besonderheit der Winkelverteilung bei endothermen Reaktionen.

In Abb. 42 ist die Kurve der Neutronenausbeute unter dem Winkel $\theta = 0$ (in Richtung nach vorn) dargestellt, die mit einem Target von der Stärke 40 keV (bei $E_p = 1{,}9$ MeV) erhalten wurde. Wie bereits angedeutet wurde, ist das erste Maximum nicht mit einer Resonanz verbunden. Das zweite Maximum entspricht einer Resonanz, und es ist hier bedeutend schärfer ausgeprägt als in der Kurve des Gesamtquerschnitts. Die zwei oberen Kurven in Abb. 43 stellen die Ausbeute unter großen Winkeln (120° und 135°) dar. Im Unterschied zu der vorigen Kurve tritt bei diesen beiden Kurven das erste Maximum erwartungsgemäß nicht auf, während das Resonanzmaximum bedeutend verschwommener ist.

Abb. 42. Neutronenausbeute für die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7 unter dem Winkel $\theta = 0°$ bei einem Target von der Stärke 40 keV

Abb. 43. Ausbeute und Energie der Neutronen für die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7 unter den Winkeln $\theta = 120°$ und $\theta = 135°$

Die Winkelverteilung der Neutronen für verschiedene E_p-Werte ist in Abb. 44 dargestellt. Sie verändert sich im Resonanzgebiet, wie aus den Kurven ersichtlich ist, ziemlich kompliziert und nichtmonoton.

Taschek und Hemmendinger kamen durch Analyse der Winkelverteilung zu dem Schluß, daß sich diese in Schwerpunktskoordinaten in Form einer Reihenentwicklung

$$\sigma(\theta_0 E_p) = A_0 P_0 + A_1 P_1 + A_2 P_2$$

darstellen läßt. Hierbei ist P_l das Legendresche Polynom l-ter Ordnung in $\cos \theta_0$. θ_0 ist der Flugwinkel eines Neutrons in Schwerpunktskoordinaten, während A_l die Entwicklungskoeffizienten darstellen, die von der Protonenenergie abhängen.

Die Koeffizienten A_0, A_1 und A_2 sind in Abb. 45 graphisch dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, ändert der Koeffizient A_1 des Polynoms 1. Ordnung beim Durchgang durch die Resonanzstelle das Vorzeichen. Die

übrigen Koeffizienten bleiben immer positiv. Die Analyse bezieht sich auf das Energieintervall des Protons vom Schwellenwert bis zu 2,55 MeV.

Die Energie der in der Reaktion auftretenden Neutronen läßt sich auf Grund folgender Gleichung berechnen:

$$Q = -1{,}645\,\mathrm{MeV} = \frac{8}{7} E_n - \frac{6}{7} E_p - \frac{2}{7} \sqrt{E_n E_p} \cos\theta .$$

Speziell für den Winkel $\theta = 90°$ gilt

$$E_n = \frac{3}{4} E_p - 1{,}882\,\mathrm{MeV}.$$

In Abb. 46 ist ein Nomogramm dargestellt, mit dessen Hilfe die Neutronenenergie für beliebige Werte E_p (vom Schwellenwert bis zu 4 MeV) und θ (von 0 bis 180°) aufgefunden werden kann. Die Anwendung des Nomogramms erläutern wir an einem Beispiel. E_p betrage 2,5 MeV, und gesucht sei E_n für den Winkel $\theta = 30°$. Wir suchen auf der E_p-Skala den Wert 2,5 MeV und verfolgen den entsprechenden punktierten Kreis bis zu seinem Schnittpunkt mit dem ausgezogenen Strahl 30°. Vom Schnittpunkt aus verfolgen wir den Kreisbogen, der den ausgezogenen Kreisbogen parallel ist bis zum Schnittpunkt mit der E_n-Achse (untere horizontale Achse). Der Schnittpunkt liefert den Wert E_n auf der E_n-Achse, im gegebenen Fall den Wert 0,75 MeV. In umgekehrter Reihenfolge kann man unter Benutzung der punktierten Strahlen bei gegebenen E_n und θ den Wert von E_p finden.

Abb. 44. Winkelverteilung der Neutronen für die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7 in Laborkoordinaten

Abb. 45. Koeffizienten der Reihenentwicklung nach Kugelfunktionen der Neutronenwinkelverteilung für die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7

Bei Betrachtung des Nomogramms kann man leicht feststellen, daß sich für $E_p < 1{,}92$ MeV die Neutronen nicht in Richtung der hinteren Halbkugel ausbreiten können und daß jedem Wert des Winkels θ in der vorderen Halbkugel zwei Werte E_n entsprechen. Wie auf Grund der in Punkt 3, § 7 dargelegten Erwägungen zu erwarten war, beträgt die dem Schwellenwert $E_p = 1{,}882$ entsprechende Energie der unter dem Winkel $\theta = 0$ ausgestrahlten Neutronen 29 keV. Bei einer Erhöhung von E_p ab 1,882 MeV wächst die Energie der einen Neutronengruppe bei $\theta = 0$ von 29 bis auf 80 keV an, während die der anderen von 29 keV bis auf Null abnimmt.

Abb. 46. Nomogramm zur Bestimmung der Neutronenenergie für die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7

Längs der Abszisse: Protonenenergie E_p in MeV (obere Skala), Neutronenenergie E_n in MeV (untere Skala)

Monochromatische Neutronen mit einer Energie $E_n < 80$ keV kann man nur unter Winkeln $\theta > 90°$ erhalten. Dabei muß die Energie der Protonen größer als 1,92 MeV sein, da bei kleineren Werten von E_p keine Neutronen in der hinteren Halbkugel auftreten. Die Werte von E_n sind für $\theta = 0$ und verschiedene E_p durch die punktierte Kurve in Abb. 42 und für $\theta = 120°$ und 135° durch die beiden unteren Kurven in Abb. 43 dargestellt. In Abb. 47 sind die Werte E_n für verschiedene $\Delta E_p = E_p - S$ (Überschuß von E_p über dem Schwellenwert) und verschiedene Werte von θ dargestellt. In der zusammenfassenden Arbeit [25] wird darauf hingewiesen, daß Versuche, das Vorhandensein anderer Neutronengruppen festzustellen, die von $-1{,}664$ MeV verschiedenen Werten der Reaktionsenergie Q entsprechen, zu einem negativen Ergebnis führten. In späteren Arbeiten [58, 59] wurde jedoch zuverlässig festgestellt, daß eine zweite Neutronengruppe vorhanden ist, die dem Übergang des Endkerns Be^7 in den angeregten Zustand mit der Energie 435 keV bei $E_p = 3{,}36$ und 3,91 MeV entspricht. In Abb. 48 ist das Spektrum der Rückstoß-

protonen dargestellt, die in einer Photoemulsion durch Neutronen der Quelle Li^7(p, n)Be^7 erzeugt werden. Neben der Hauptgruppe der Neutronen wurde zweifelsohne auch eine zweite Gruppe festgestellt, deren Intensität zwar geringer ist. Ihre relative Intensität ist bei $E_p = 3{,}91$ MeV gleich 9 % für $\theta = 0$ und gleich 16 % für $\theta = 60°$, während sie bei $E_p = 3{,}31$ MeV für $\theta = 0$ 17 % beträgt.

Dieser Umstand ist sehr bedauerlich, denn er nimmt der überaus verbreiteten Quelle Li^7(p, n)Be^7 ihren Hauptvorzug, nämlich die Monochromasie des Neutronenbündels.

Abb. 47. Neutronenenergie bei der Reaktion Li^7 (p, n) Be^7 als Funktion des Protonenenergieüberschusses über dem Schwellenwert $\Delta E = E_p - S$ für verschiedene Flugwinkel

Abb. 48. Neutronenspektren der Reaktion Li^7 (p, n) Be^7

2. Die Reaktion T(p, n)He^3

Da die Gewinnung von Tritium in Mengen möglich ist, die zur Herstellung von Targets ausreichen, können Reaktionen mit diesem in der Praxis durchgeführt werden, insbesondere zur Erzeugung von Neutronen. Neben der bereits behandelten stark exothermen Reaktion T(d, n)He^4 ist auch die endotherme Reaktion T(p, n)He^3, deren Schema in der Form

$$T + H' \rightarrow He^3 + n - 0{,}764 \text{ MeV}$$

geschrieben werden kann, als Neutronenquelle von Interesse.

Die Reaktionsenergie beträgt $Q = -0{,}764$ MeV, der Schwellenwert liegt bei $S = 1{,}019$ MeV.

Die Reaktion T(p, n) ist als Quelle monochromatischer Neutronen von Bedeutung. Sie eignet sich besser als die Reaktion Li^7(p, n), da sie erstens einen wesentlich niedrigeren Schwellenwert besitzt und folglich durch Protonen geringerer Energie eingeleitet werden kann, zweitens einen etwas größeren Querschnitt hat und folglich eine größere Neutronenausbeute zu erzielen gestattet, und schließlich drittens monochromatische Neutronen in einem bedeutend breiteren Energieintervall liefert.

Die Herstellungsverfahren, die weiter oben bei der Beschreibung der Reaktion T(d, n) erwähnt wurden, sind auch im gegebenen Fall anwendbar. In den ersten Untersuchungen dieser Reaktion, die von TASCHEK und Mit-

Abb. 49. Totaler Querschnitt der Reaktion T (p, n) He^3

arbeitern [60, 61] für Protonenenergien bis zu 2,5—3 MeV durchgeführt wurden, konnte ein Anwachsen des Reaktionsquerschnitts in dem gesamten untersuchten Energieintervall festgestellt werden, was zu der Vermutung Anlaß gab, daß die Reaktion eine Resonanz aufweist und ein ihr entsprechender angeregter Zustand des He^4-Kerns vorhanden ist. In späteren Arbeiten wurde der Resonanzverlauf des Querschnitts tatsächlich festgestellt [62].

Der totale Reaktionsquerschnitt ist in Abb. 49 als Funktion der Protonenenergie graphisch dargestellt. Obwohl die Höhe des Potentialwalls für Protonen annähernd 1 MeV beträgt, wächst der Querschnitt bis zu 3 MeV an und weist ein breites Maximum auf. Dieses Maximum entspricht der Reaktionsresonanz, die mit einem oder zwei (nicht aufgelösten) angeregten Zuständen des He^4-Kerns verbunden ist, deren Anregungsenergie ungefähr 22 MeV beträgt. Bei einer solchen Anregungsenergie sind die Zustände des He^4 bereits keine gebundenen Zustände, denn sie liegen höher als die Energie der Dissoziation des He^4 in He^3 und n oder H^3 und H^1. Deshalb liegt eine breite Resonanz vor, und die Lebensdauer des He^4 in dem entsprechenden Zustand ist folglich sehr klein.

Der Resonanzverlauf des Querschnitts der Reaktion $T(p,n)He^3$ wurde in einer Arbeit von SAMOILOW und dem Autor [62] festgestellt. In Abb. 49 ist die in ihrem Versuch erhaltene Abhängigkeit des totalen Reaktionsquerschnitts von der Protonenenergie im Intervall von 2 bis 7 MeV dargestellt. Die Größe des totalen Querschnitts wurde bestimmt auf Grund von Messungen der Neutronenwinkelverteilung mit Hilfe eines energieunabhängigen Zählrohres und einer Spaltungsionisationskammer sowie durch Vergleich der Intensität des Neutronenstroms unter dem Winkel 0° mit dem Strom einer als Etalon dienenden Ra + Be-Quelle. In Abb. 50 ist die Winkelverteilung der Neutronen im Laborsystem für verschiedene Protonenenergien dargestellt. Analoge Ergebnisse erhielten WILLARD und andere [63] für Protonen mit einer Energie bis zu 5,2 MeV. Das Maximum des Reaktionsquerschnittes bei $E = 3$ MeV weist auf das Vorhandensein angeregter He^4-Zustände bei einer Energie von etwa 22 MeV hin. In der Arbeit von BJAS und SOMORODINSKI [64] wurde eine theoretische Analyse dieser Ergebnisse vorgenommen und der Schluß gezogen, daß sich die hier auftretende Resonanz auf zwei unaufgelöste He^4-Zustände bezieht, die einer unterschiedlichen Spin-Bahn-Orientierung des stoßenden Protons entsprechen.

Abb. 50. Winkelverteilung der Neutronen in der Reaktion T (p, n) He^3

Auch die neben der Reaktion $T(p,n)He^3$ ablaufende Reaktion $T(p,\gamma)He^4$ konnte festgestellt und untersucht werden [61, 62]. Die Energie der γ-Strahlen übertrifft 20 MeV. Sie werden als Ergebnis des Strahlungseinfanges eines Protons im p-Zustand emittiert und erscheinen als Resultat eines elektrischen γ-Dipolüberganges des He^4-Kerns in den Grundzustand, dessen Moment gleich Null ist. Die Ausbeute der γ-Strahlen wächst mit der Protonenenergie in dem untersuchten Intervall bis zu 7 MeV an, ohne einen der Reaktion $T(p,n)He^3$ analogen Resonanzverlauf aufzuweisen. Es ist möglich, daß die Resonanz dieser Reaktion mit einem anderen Zustand des He^4-Kerns verbunden ist als mit jenem, aus dem der Strahlungsübergang beobachtet wird. Dieses Problem bleibt vorläufig ungelöst.

Ein Vergleich der Abb. 49 und 41 zeigt, daß der Querschnitt der Reaktion T(p, n)He^3 im gesamten untersuchten Energieintervall größer ist als der Querschnitt der Reaktion Li^7(p, n)Be^7.

In Abb. 51 ist die Neutronenausbeute unter dem Winkel $\theta = 0$ in Abhängigkeit von der Protonenenergie dargestellt.

Abb. 51. Neutronenausbeute der Reaktion T (p, n) He^3 unter dem Winkel $\theta = 0°$ in Abhängigkeit von der Protonenenergie

Die Energie der sich in der Reaktion T(p, n)He^3 bildenden Neutronen kann auf Grund folgender Formeln berechnet werden:

$$Q = -0{,}764\,\text{MeV} = \frac{4}{3} E_n - \frac{2}{3} E_p - \frac{2}{3} \sqrt{E_p E_n} \cos\theta .$$

Speziell für den Winkel $\theta = 90°$ gilt

$$E_n(90°) = \frac{1}{2} E_p - 0{,}573\,\text{MeV}.$$

Die Abhängigkeit der Energie E_n vom Flugwinkel θ ist hier stärker ausgeprägt als bei der Reaktion Li^7(p, n), da der bombardierte Kern bedeutend leichter und die Geschwindigkeit des Schwerpunktes im Laborsystem größer ist. In Abb. 52 ist ein Nomogramm zur Bestimmung von E_n aus vorgegebenen Werten von E_p und θ dargestellt, das genau entsprechend dem Nomogramm für die Reaktion Li^7(p, n) Be^7 (siehe Abb. 46) angelegt ist.

Untersuchungen der Reaktion D(d, n)He^3 ergaben, daß der Endkern H^3 bei Deuteronenenergien bis zu 10 MeV nicht in angeregten Zuständen gebildet wird. Hieraus folgt, daß im Intervall der Anregungsenergie zwischen 0 und 11 MeV keine angeregten Zustände des He^3 auftreten.

Aus diesem Grund ist zu erwarten, daß auch die Reaktion $T(p, n)He^3$, die ebenfalls den Kern He^3 als Endprodukt besitzt, für Protonenenergien bis zu 12 MeV nur einen einzigen Energiewert $Q = -0{,}764$ MeV aufweisen wird. Folglich kann man grundsätzlich in der Reaktion $T(p, n)He^3$ monochromatische Neutronen mit Energien von 0 bis 10 MeV und möglicherweise auch noch höhere Energien erzeugen.

Abb. 52. Nomogramm zur Bestimmung der Neutronenenergie für die Reaktion $T(p, n)He^3$

Längs der Abszisse: Protonenenergie E_p in MeV (obere Skala), Neutronenenergie E_n in MeV (untere Skala)

Die Minimalenergie der in Richtung nach vorn ausgestrahlten Neutronen, die dem Schwellenwert der Protonenenergie entspricht, beträgt 60 keV. Neutronen geringerer Energie kann man nur unter größeren Winkeln erhalten, für die jedoch die Ausbeute wesentlich kleiner ist.

3. Andere Reaktionen vom Typ (p, n)

Ein Nachteil der Reaktionen $Li^7(p, n)Be^7$ und $T(p, n)He^3$ als Quellen monochromatischer Neutronen besteht neben dem verhältnismäßig hohen Schwellenwert in der Schwierigkeit, durch sie Neutronen geringer Energie (in der Größenordnung einiger Kiloelektronenvolt) zu erzeugen. In Richtung des Protonenbündels kann man bei der Reaktion $Li^7(p, n)Be^7$ nur Neutronen mit Energien über 29 keV erhalten und bei der Reaktion $T(p, n)He^3$ nur mit Energien über 60 keV. Unter Winkeln $\theta > 90°$ kann man grundsätzlich beliebig langsame Neutronen erhalten, ihre Intensität ist allerdings sehr gering. Die Streuung des wesentlich intensiveren nach vorn gerichteten Neutronen-

stroms, selbst an den kleinsten Einzelteilen der Versuchsanordnung, kann wesentlich die Reinheit des Spektrums der Neutronen, die unter großen Winkeln auftreten, beeinträchtigen. Darin besteht die erwähnte Schwierigkeit.

Im Zusammenhang hiermit sind Reaktionen (p, n) mit schwereren Kernen geeigneter für die Erzeugung von Neutronen geringerer Energie in der Größenordnung von 10 keV und darunter. Die Minimalenergie der nach vorn ausgestrahlten Neutronen ist in diesem Fall zwar geringer, die Winkelverteilung aber gleichmäßiger. Aus diesem Grund kann man bereits bei Beobachtung unter dem Winkel $\theta = 0°$ verhältnismäßig langsame Neutronen erhalten, und die Beobachtung unter größeren Winkeln wird nicht in dem Maße durch Streuung der vorwärtsfliegenden Neutronen kompliziert wie bei Reaktionen mit leichten Elementen.

Als Beispiel solcher Reaktionen behandeln Hanson, Taschek und Williams [25] die Reaktionen $V^{51}(p, n)Cr^{51}$ ($Q = -1{,}50$ MeV) und $Sc^{45}(p, n)Ti^{45}$ ($Q = -2{,}8$ MeV). Die letzte Reaktion liefert nahe der Schwelle eine bedeutend größere Ausbeute, jedoch ist der Schwellenwert selbst ziemlich hoch. In der Übersichtsarbeit von Hanson u. a. [25] sind Kurven der Neutronenausbeute dicker Targets bei diesen Reaktionen für verschiedene Energien der Protonen angegeben. Die Ausbeuten sind allgemein geringer als für Reaktionen mit leichten Elementen. Deshalb haben diese Reaktionen zur Erzeugung schneller Neutronen keine Bedeutung.

Tabelle 6. Die Eigenschaften einiger Reaktionen vom Typ (p, n)

Target	Produkt	Beobachteter Schwellenwert [MeV]	$-Q$, [MeV]	E_n Min [keV]	E'_n [keV]	Tiefstes Niveau des Kernproduktes [MeV]
H^2	$2H^1$	3,339 ± 0,015	2,225	371	1979	—
H^3	He^3	1,019 ± 0,001	0,764	63,7	286,5	>2,5
Li^7	Be^7	1,882 ± 0,002	1,646	29,4	120,1	0,435
Be^9	B^9	2,059 ± 0,002	1,852	20,6	83,4	>1,5
B^{11}	C^{11}	3,015 ± 0,003	2,762	20,9	84,5	2,02
C^{12}	N^{12}	20,0 ± 0,1	18,5	118	477	—
C^{13}	N^{13}	3,236 ± 0,003	3,003	16,5	66,4	2,383
C^{14}	N^{14}	0,664 ± 0,009	0,620	2,9	11,8	2,3
O^{18}	F^{18}	2,590 ± 0,004	2,453	7,2	28,8	—
F^{19}	Ne^{19}	4,18 ± 0,25	3,97	10,5	42	—
Na^{23}	Mg^{23}	4,78 ± 0,3	4,58	8,3	33	—
Cl^{37}	Ar^{37}	1,640 ± 0,004	1,598	1,1	4,6	1,4
Ar^{40}	K^{40}	2,4 (?)	2,3 (?)	1,6	5,7	0,81
K^{41}	Ca^{41}	1,25 ± 0,02	1,22	0,7	2,8	1,95
Sc^{45}	Ti^{45}	2,85	2,79	1,35	5,4	—
V^{51}	Cr^{51}	1,562 ± 0,006	1,532	0,58	2,3	0,775
Mn^{55}	Fe^{55}	1,18 ± 0,01	1,16	0,38	1,5	—
Mn^{55}	Fe^{55}	1,020 ± 0,010	1,00	0,33	1,3	0,42

Tabelle 7. Querschnitte der (p, n)-Reaktionen für $E_p = 6{,}7$ MeV

A	Target	Produkt	T Halbwertszeit	σ millibarn	Schwellenwert [MeV]	
					beobachtet	berechnet
60	Ni	Cu	24,6 Min.	—	—	5,1
61	Ni	Cu	3,3 Std.	240	—	3,0
62	Ni	Cu	9,9 Min.	430	4,7	4,65
64	Ni	Cu	12,8 Std.	400	2,5	(2,45)
63	Cu	Zn	38,5 Min.	330	4,2	4,16
65	Cu	Zn	250 Std.	570	2,7	2,12
66	Zn	Ga	9,2 Std.	400	6,05	6,1
67	Zn	Ga	3,3 Tage	380	2,2	—
68	Zn	Ga	68 Min.	600	3,4	3,7
69	Ga	Ge	39,6 Std.	470	—	—
75	As	Se	127 Tage	270	—	—
78	Se	Br	6,4 Min.	300	4,5	4,35
80	Se	Br	18,5 Min.	330	2,6	2,53
80	Se	Br	4,5 Std.	115	2,8	2,62
82	Se	Br	1,63 Tage	450	2,0	—
79	Br	Kr	55 Sek.	135	—	—
85	Rb	Sr	65 Tage	310	—	—
87	Sr	Y	2,75 Std.	190	2,5	—
87	Sr	Y	80 Std.	230	2,5	(2,9)
87	Sr	Y	14 Std.	95	—	(3,3)
88	Sr	Y	105 Tage	160	4,7	4,5
89	Y	Zr	79,3 Std.	290	3,5	3,6
89	Y	Zr	4,4 Min.	120	—	4,3
90	Zr	Nb	15 Std.	0,15	—	—
91	Zr	Nb	64 Tage	50	3,0	—
92	Zr	Nb	9,8 Tage	180	2,5	—
96	Zr	Nb	23,3 Std.	320	2,6	—
93	Nb	Mo	6,75 Std.	1,8	3,7	—
94	Mo	Tc	53 Min.	150	5,1	5,08
95	Mo	Tc	20 Std.	110	3,6	—
95	Mo	Tc	62 Tage	60	—	—
96	Mo	Tc	4,3 Tage	230	3,8	—
100	Ru	Rh	20 Std.	150	4,1	(4,8)
101	Ru	Rh	4,3 Tage	100	2,6	—
102	Ru	Rh	215 Tage	160	—	—
104	Ru	Rh	44 Sek.	130	—	—
104	Ru	Rh	4,3 Min.	60	—	—

Tabelle 7. Fortsetzung

A	Target	Produkt	*T* Halbwertszeit		σ millibarn	Schwellenwert [MeV]	
						beobachtet	berechnet
103	Rh	Pd	17	Tage	230	3,0	—
106	Pd	Ag	24,5	Min.	190	—	3,85
106	Pd	Ag	8,6	Tage	110	—	—
110	Pd	Ag	24,5	Sek.	106	—	—
110	Pd	Ag	270	Tage	91	—	—
107	Ag	Cd	6,7	Std.	140	3,3	2,21
109	Ag	Cd	330	Tage	120	4,0	—
110	Cd	In	66	Min.	160	4,5	(3,8)
111	Cd	In	2,8	Tage	270	2,5	2,35
112	Cd	In	9	Min.	45	—	3,5
112	Cd	In	23	Min.	67	3,2	3,66
114	Cd	In	72	Sek.	86	—	2,86
114	Cd	In	48	Tage	66	3,5	3,05
116	Cd	In	13	Sek.	45	—	—
113	In	Sn	105	Tage	200	—	—
116	Sn	Sb	60	Min.	8	—	—
117	Sn	Sb	2,8	Std.	90	3,5	—
118	Sn	Sb	3,3	Min.	75	—	(4,9)
120	Sn	Sb	15	Min.	170	3,5	3,4
122	Sn	Sb	2,63	Tage	195	3,5	—
121	Sb	Te	17	Tage	70	—	—
121	Sb	Te	143	Tage	100	—	—
124	Te	J	4	Tage	150	—	4,6
126	Te	J	13	Tage	70	—	—
128	Te	J	25	Min.	90	3,2	—
130	Te	J	12,5	Std.	95	3,3	—
127	J	Xe	34	Tage	44	—	—
127	J	Xe	75	Sek.	53	—	—
133	Cs	Ba	39	Std.	43	—	—
136	Ba	La	9,5	Min.	100	—	4,1
139	La	Ce	140	Tage	24	—	—
140	Ce	Pr	3,6	Min.	54	—	—
142	Ce	Pr	18,9	Std.	57	—	—
141	Pr	Nd	2,42	Std.	16	—	—
148	Nd	Pm	5,3	Tage	36	—	—
156	Gd	Tb	5	Std.	36	—	—
157	Gd	Tb	4,7	Std.	60	—	—

Zieht man die Möglichkeit in Erwägung, als Targets langlebige radioaktive Isotope zu verwenden, die man heutzutage in hinreichenden Mengen künstlich herstellt, so muß man sein Augenmerk auf die Reaktionen $Be^{10}(p, n)B^{10}$ und $C^{14}(p, n)N^{14}$ richten. Die Energien dieser Reaktionen lassen sich leicht berechnen, wenn man die Grenzenergien der β-Spektren dieser Isotope (0,56 und entsprechend 0,15 MeV) und die Massendifferenz von Neutron und Proton (1,25 MeV) kennt. Beide Reaktionen sind endotherm, aber die Energien Q haben kleine Absolutwerte: 0,18 bzw. 0,6 MeV. Die Schwellenwerte beider Reaktionen sind ziemlich klein (0,20 bzw. 0,64 MeV). Folglich können diese Reaktionen mit Beschleunigern, deren Beschleunigungsspannung verhältnismäßig gering ist, eingeleitet werden. Bezüglich des Neutronenspektrums kann man gewisse Vermutungen aussprechen, die auf bekannten Angaben über die Termschemata der Endkerne beruhen. Der Kern B^{10} besitzt einige ziemlich niedrige Niveaus, von denen das niedrigste bei 0,72 MeV liegt. Folglich werden bei der Reaktion $Be^{10}(p, n)B^{10}$ nur die Neutronen monochromatisch sein, deren Energie unter 0,8 MeV liegt. Bei weiterer Steigerung der Protonenenergie können langsamere Neutronengruppen auftreten, die dem Übergang des B^{10}-Kerns in angeregte Zustände entsprechen.

Für den Kern N^{14} sind Niveaus mit einer Energie unter 2,3 MeV nicht bekannt. Falls sie tatsächlich nicht vorhanden sind, ist die Reaktion $C^{14}(p, n)N^{14}$ geeignet zur Erzeugung monochromatischer Neutronen mit Energien von 3 keV bis 5 MeV und möglicherweise auch darüber.

In der Tabelle 6 sind die Eigenschaften einiger Reaktionen vom Typ (p, n) angegeben [65]. Außer dem Schwellenwert und der Reaktionsenergie sind in der Tabelle Werte für die minimale Neutronenenergie $E_{n\,\mathrm{min}}$ unter dem Winkel $\theta = 0$, für die minimale Energie E'_n der monochromatischen Neutronen unter dem Winkel $\theta = 0$ und für die Energie des tiefsten Anregungsniveaus des Kernproduktes angeführt.

Die an Hand der Aktivität [70] gemessenen Wirkungsquerschnitte der (p, n)-Reaktionen sind für eine große Anzahl Isotope in Tab. 7 angegeben. Die Querschnitte entsprechen Protonen mit einer Energie von 6,7 MeV, die man mit Hilfe eines Zyklotrons erhielt. In der Tabelle sind auch die beobachteten und berechneten Schwellenwerte der Reaktionen angeführt.

§ 12. Der (p, n)-Prozeß bei großen Protonenenergien

Bei der Beschießung verschiedener Kerne mit sehr schnellen Protonen, deren Energie in der Größenordnung einiger hundert Megaelektronenvolt liegt, werden sehr schnelle Neutronen erzeugt. Der Entstehungsmechanismus solcher Neutronen unterscheidet sich wesentlich vom Mechanismus der (p, n)-Reaktionen bei kleinen Protonenenergien. Ein Proton mit einer Energie von einigen hundert Megaelektronenvolt wird in der Regel nicht durch den Kern eingefangen, sondern es durchdringt ihn, erleidet dabei ein bis zwei Stöße im Kern und überträgt einen geringen Teil seiner Energie auf die Kernteilchen. Als Ergebnis eines solchen Prozesses können natürlich freie Neutronen

auftreten, denn der Kern wird angeregt und geht mit größter Wahrscheinlichkeit durch Aussendung von Neutronen in den Grundzustand über. Mit anderen Worten: Der durch ein sehr schnelles Proton angeregte Kern verdampft Neutronen. Die Energie der verdampften Neutronen muß jedoch gering und ihre Winkelverteilung nahezu isotrop sein. Solche Neutronen treten tatsächlich auf. Davon zeugen Versuche, in denen die radioaktiven Produkte untersucht wurden, die sich bei Beschießung von Kernen mit schnellen Protonen bildeten. Neben den Verdampfungsneutronen werden jedoch auch sehr schnelle Neutronen beobachtet, deren Energie die Energie der bombardierenden Protonen erreicht. Sie werden in Richtungen ausgestrahlt, die ungefähr der Richtung des Protonenbündels entsprechen. Diese Neutronen bilden sich direkt durch Zusammenstöße der Protonen mit Nukleonen. Da die Energie der bombardierenden Protonen im Vergleich zur Bindungsenergie der Nukleonen im Kern groß ist, kann man die Wechselwirkung der Protonen mit den Nukleonen als Wechselwirkung mit freien Teilchen ansehen. Die Wechselwirkungsradien sind bei großen Energien kleiner als die mittleren Abstände zwischen den Nukleonen im Kern. Deshalb ist der Stoßprozeß eines schnellen Protons mit einem Kern dem Stoßprozeß mit einem einzelnen Nukleon analog, und der Entstehungsmechanismus schneller Neutronen ist in Vorgängen zu suchen, die einzelnen Stößen entsprechen. Der Unterschied zwischen einem freien Nukleon und einem im Kern gebundenen Nukleon besteht, vom Standpunkt dieser Stöße aus gesehen, nur darin, daß sich das freie Nukleon vor dem Stoß praktisch im Ruhezustand befinden würde, während sich das Nukleon im Kern mit einer Geschwindigkeit von etwa 10^9 cm/sec, die einer kinetischen Energie von einigen Megaelektronenvolt entspricht, bewegt, wobei diese Geschwindigkeit erstens in bezug auf ihre Größe nicht konstant ist und zweitens hinsichtlich der Geschwindigkeit des einfallenden Protons eine beliebige Richtung besitzen kann. Wie Versuche über Streuung von Neutronen an Protonen zeigten, erfolgt zwischen ihnen ein Ladungsaustausch, so daß ein Proton zum Neutron und ein Neutron zum Proton wird. Es ist offensichtlich, daß genau dasselbe auch beim Stoß eines schnellen Protons mit den Neutronen des Kerns geschehen muß. Somit ist das schnelle Neutron, das beim Stoß mit dem Proton aus dem Kern geschleudert wird, im Grunde genommen dieses Proton, das seine positive Ladung an den Kern abgegeben hat. Zugleich mit der Ladung gibt das Proton einen Teil seiner kinetischen Energie an das Kernneutron ab, mit dem es zusammengestoßen ist. Aus diesem Grund ist die Energie des emittierten Neutrons immer kleiner als die Energie des bombardierenden Protons.

Das bei der Streuung von Protonen an freien Neutronen auftretende Neutronenspektrum ist durch den differentiellen Streuquerschnitt eindeutig bestimmt, da die Abhängigkeit zwischen der Neutronenenergie und dem Streuwinkel eindeutig ist. Sind die bombardierenden Protonen monochromatisch, so müssen in diesem Fall unter jedem beliebigen Winkel monochromatische Neutronen mit einer von dem Winkel abhängigen Energie auftreten. Bei der Bildung eines Neutrons im Ergebnis des Stoßes eines Protons mit einem der Kernneutronen kann die Abhängigkeit zwischen der Energie des Neutrons

und seinem Flugwinkel schon aus dem Grund nicht eindeutig sein, weil das Kernneutron vor dem Stoß eine bedeutende Geschwindigkeit besitzt, die hinsichtlich der Geschwindigkeit des bombardierenden Protons willkürlich gerichtet sein kann.

Wäre die Geschwindigkeitsverteilung der Kernneutronen bekannt, so ließe sich das Spektrum der durch Ladungsaustausch entstehenden Neutronen für jeden beliebigen Winkel berechnen. Dieses Spektrum müßte natürlich kontinuierlich sein und im Gebiet jener Energie ein Maximum aufweisen, die der Neutronenbildung beim Stoß eines Protons mit einem freien ruhenden Neutron entspricht. In Wirklichkeit ist jedoch die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen im Kern unbekannt, und aus diesem Grund sind keine zuverlässigen Berechnungen möglich. Durch vernünftige Annahmen über die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen kann man jedoch mindestens ungefähr den Charakter des Spektrums der entstehenden Neutronen voraussagen. Eine Gegenüberstellung der Resultate solcher Berechnungen mit experimentellen Ergebnissen zeigt, daß die Neutronenspektren, die beim Beschuß leichter Kerne beobachtet werden, ziemlich gut mit den berechneten Spektren übereinstimmen. In Abb. 53 sind die Neutronenspektren dargestellt, die beim Beschuß eines Berylliumtargets mit Protonen verschiedener Energie entstehen. Die Kurven zeigen experimentelle Ergebnisse, die in verschiedenen Laboratorien erhalten wurden [67].

Abb. 53. Neutronenspektren, die beim Beschuß von Beryllium mit schnellen Protonen auftreten.

Längs der Abszisse: Energie der Protonen. Bezeichnungen an den Kurven: *1* Harvard, *2* Harwell, *3* Rochester, *4* Berkeley, *5* Columbia

In Abb. 54 sind Spektren der Neutronen dargestellt, die beim Beschuß von Lithium, Beryllium und Kohlenstoff mit 375 MeV Protonen auftreten. Die

Abb. 54 Neutronenspektren, die beim Beschuß von Lithium, Beryllium und Kohlenstoff mit Protonen auftreten

Untersuchungen dieser Spektren wurden in den meisten Fällen mit Hilfe von Teleskopen aus Szintillationszählern durchgeführt, in denen nach der Koinzidenzmethode Rückstoßprotonen registriert wurden, die durch das Neutronenbündel aus einem dünnen wasserstoffhaltigen Radiator herausgeschlagen werden. Die Energie der Rückstoßprotonen wird aus der Weglänge in den ersten Kristallen und im Filter und aus der Größe des im letzten Kristall entstehenden Lichtblitzes bestimmt. In Abb. 55 ist das Schema

Abb. 55. Experimentelle Anordnung zur Untersuchung des Spektrums sehr schneller Neutronen

1 Magnet des Phasotrons, *2* Protonenbahn, *3* Target, *4* Sonde, *5* 2 m starke Betonabschirmung, *6* Blei, *7* Neutronenbündel, *8* Monitor, *9* 2 m Beton, *10* Streuer, *11* Monitor, *12* Teleskop, *13* 10 cm breite Öffnung, *14* Beton, *15* Streuer (10 × 10 cm²), *16* Stilbenkristalle mit einem Durchmesser von 5 cm, *17* Kupferabsorber (mit einem Durchmesser von 6,9 cm), *18* gestreute Protonen

einer Versuchsanordnung solchen Typs dargestellt [67]. Wie aus den Abbildungen hervorgeht, bilden sich beim Beschuß von Kernen mit sehr schnellen Protonen Neutronen, deren Spektrum kontinuierlich ist und dessen obere Grenze nahe der Protonenenergie liegt, wobei das Maximum des Spektrums bei einer Energie auftritt, die sich um so mehr von der Energie der Protonen unterscheidet, je schwerer die Targetkerne sind. Im Gebiet kleiner Energien fällt das Neutronenspektrum ab. Es erstreckt sich jedoch ziemlich weit und verschmilzt sich mit dem Spektrum der Verdampfungsneutronen.

Beim Beschuß schwerer Kerne erhält man ein sehr breites Neutronenspektrum, das außerhalb der Grenzen liegt, die vernünftigen Annahmen über die Geschwindigkeitsverteilung der Nukleonen im Kern entsprechen.

Diese Erscheinung kann wahrscheinlich durch die Annahme erklärt werden, daß das ausgestrahlte Neutron vor Verlassen des Kerns Stöße erleidet, bei denen es einen Teil seiner Energie auf den Kern überträgt. Mit anderen Worten: In schweren Kernen ist die Bildung eines Neutrons nicht mit einem, sondern mit mehreren Stößen verbunden. Sie ist in diesem Sinne einer Mehrfachstreuung analog, die für die zusätzliche Verwaschung des Neutronenspektrums verantwortlich ist.

§ 13. Reaktionen vom Typ (γ, n)

Kernreaktionen, die durch γ-Strahlen eingeleitet werden und zur Emission eines Neutrons führen (Kernphotoeffekt), wurden ziemlich oft zur Gewinnung von Neutronen verwendet, besonders in den 30er Jahren, als noch nicht genügend andere Quellen monochromatischer Neutronen zur Verfügung standen. So wurden z. B. eine ganze Reihe wichtiger Arbeiten, die der Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie gewidmet waren, mit Hilfe von Photoneutronen von A. I. Leipunski und Mitarbeitern (siehe z. B. [68]) im Charkower Physikalisch-Technischen Institut durchgeführt.

Infolge weiterer Entwicklung der Verfahren zur Erzeugung monochromatischer Neutronen und Steuerung ihrer Energie in den Reaktionen (p, n) und (d, n) werden Photoneutronenquellen gegenwärtig nicht sehr oft verwendet, abgesehen von ihrer Benutzung hauptsächlich als Standard- oder Etalonquellen. Verwendet man zur Erzeugung von Photoneutronen γ-Strahlen, die beim radioaktiven Zerfall entstehen, also monochromatische γ-Strahlen, so werden auch die erzeugten Neutronen monochromatisch sein. Deshalb kann eine Photoneutronenquelle mit radioaktivem γ-Strahler als Standardquelle benutzt werden, die durch bekannte Intensität und bestimmte Energie der Neutronen gekennzeichnet ist. Benutzt man zur Erzeugung von Photoneutronen die Bremsstrahlung eines Betatrons, eines Synchrotrons oder eines anderen Elektronenbeschleunigers, so ist das Spektrum der γ-Strahlen und entsprechend auch das Neutronenspektrum kontinuierlich. Photoneutronen mit kontinuierlichem Spektrum fanden bisher keine weite Verwendung, obwohl bereits Vorschläge in dieser Richtung unterbreitet wurden. So schlug z. B. Feld [69] vor, einen Elektronenlinearbeschleuniger als pulsierende Photoneutronenquelle für Neutronenspektrometer zu benutzen, in denen die Neutronen nach der Flugzeitmethode analysiert werden. Die geringe Impulsdauer (etwa 1 Mikrosekunde) und große Intensität des Neutronenstroms im Impuls bringen gewisse Vorteile gegenüber anderen Quellen mit sich. Die meisten der bis jetzt veröffentlichten Arbeiten mit Photoneutronen dieses Typs sind der Untersuchung des Kernphotoeffektes selbst gewidmet, nicht aber seiner Nutzung als Neutronenquelle.

Die Reaktion (γ, n) ist die einfachste Form des Kernphotoeffekts. Bei geringer Energie der γ-Strahlen ist sie die wahrscheinlichste oder sogar die einzig mögliche. Beim Kernphotoeffekt können aber auch geladene Teilchen emittiert werden, d. h. Reaktionen vom Typ (γ, p), (γ, d), (γ, α) u. a. stattfinden. Bei geringer Energie (etwa 10 MeV) der γ-Strahlen sind diese Reaktionen weniger wahrscheinlich, da der Potentialwall des Kerns die geladenen Teilchen daran hindert, den Kern zu verlassen. Mit Erhöhung der Energie der γ-Strahlen gleichen sich die Wahrscheinlichkeiten der Reaktionen (γ, n) und (γ, p) in dem Maße aus, wie die Energie der Photoprotonen anwächst und wie folglich die Durchdringbarkeit des Potentialwalls zunimmt. Bei einer Energie der γ-Strahlen von etwa 100 MeV sind kompliziertere Kernphotoeffekte möglich, die unter Emission mehrerer Neutronen oder geladener Teilchen oder gleich-

zeitig sowohl der einen als auch der anderen verlaufen, d. h. Reaktionen vom Typ (γ, 2n), (γ, pn) u. a. Folglich können Photoneutronen, die bei solcher Energie der γ-Strahlen im Kernphotoeffekt entstehen, sich nicht nur in der Reaktion (γ, n), sondern auch in anderen komplizierteren Reaktionen bilden.

Die Reaktion (γ, n) ist immer endotherm, da sie darin besteht, daß ein im Kern gebundenes Neutron aus diesem herausgerissen wird. Die Reaktionsenergie ist bis auf das Vorzeichen gleich der Bindungsenergie des Neutrons im Kern.

Der Schwellenwert ist nahezu gleich dem Werte der Reaktionsenergie. Eine Beziehung zwischen ihnen findet man auf Grund der Erhaltungssätze für Energie und Impuls. Ist die Energie des Quants $h\nu$ gleich dem Schwellenwert $h\nu_s = S$, so kann man schreiben

$$S = -Q + E_C; \quad P = \frac{S}{c},$$

wo E_C die kinetische Energie des Kerns ist, der durch das Quant aufgespalten wurde, sich aber so bewegt, daß die relative Geschwindigkeit des Neutrons und Restkerns gleich Null ist; P ist der Impuls dieses Kerns, der gleich dem Impuls des Quants ist.

Durch Elimination von E_C und P erhalten wir

$$-Q = S\left(1 - \frac{S}{2Mc^2}\right),$$

wo M die Masse des Kerns ist.

Das zweite Glied in der Klammer stellt eine kleine Korrektur dar, und man kann unter Berücksichtigung der Tatsache, daß S und Q dem absoluten Wert nach fast gleich sind, in ihm S durch Q ersetzen. Man erhält dann

$$S = -Q\left(1 + \frac{Q}{2Mc^2}\right).$$

Der Q-Wert liegt in der Größenordnung einiger MeV, während $2Mc^2$ von der Größenordnung etlicher BeV ist. Deshalb beträgt offenbar der Unterschied zwischen S und Q dem absoluten Werte nach etwa einige Promille, d. h., er ist von der Größenordnung einiger keV. Praktisch kann man fast immer den Schwellenwert des Kernphotoeffekts der Bindungsenergie des Teilchens im Kern gleichsetzen. Die Werte der Bindungsenergie von Neutronen in verschiedenen Kernen sind in Tab. 1 angegeben.

Um ein geladenes Teilchen aus dem Kern herauszuschlagen, genügt es nicht, daß die Energie des Quants gleich der Reaktionsschwelle ist, da in diesem Fall das Teilchen die Geschwindigkeit Null besitzt und nicht in der Lage ist, den Potentialwall zu überwinden. Wegen des Einflusses des Potentialwalls ist die Wahrscheinlichkeit für das Herausschlagen eines geladenen Teilchens aus einem Kern durch ein Quant grundsätzlich kleiner als die Wahrscheinlichkeit der Abspaltung eines Neutrons bei gleichem Energieüberschuß des Quants über dem Schwellenwert.

Unter den stabilen Kernen zeichnen sich Be^9 und D durch die kleinsten Werte der Bindungsenergie eines Neutrons aus (1,63 MeV bzw. 2,23 MeV). Diese Elemente werden gewöhnlich als Targets bei der Erzeugung von Photo-

neutronen benutzt, wenn die γ-Strahlung (geringer Energie) von radioaktiven Präparaten geliefert wird. Übrigens hat der Begriff „Target“ im gegebenen Fall nur beschränkte Gültigkeit, da die Schichten des mit den γ-Strahlen beschossenen Stoffes ziemlich dick sein können und auch sein müssen. Die γ-Strahlen durchdringen nämlich ziemlich dicke Materialschichten ohne merkliche Schwächung. Zur Schwächung eines γ-Strahlenbündels mit einer Energie von 3 MeV auf den e-ten Teil ist z. B. eine 15 cm starke Schicht von metallischem Beryllium erforderlich. Es ist offensichtlich, daß die Ausbeute an Photoneutronen um so größer sein wird, je dicker die Schicht des beschossenen Stoffes ist. Um die γ-Strahlen möglichst gut auszunutzen, ist es erforderlich, Schwerwasser- oder Berylliumschichten von mehreren Zentimetern Stärke zu verwenden.

Werden zur Gewinnung der Photoneutronen γ-Strahlen eines radioaktiven Präparats verwendet, so bringt man das Präparat in den Mittelpunkt des vom Beryllium oder dem schweren Wasser eingenommenen Volumens. Die Bildung der Photoneutronen erfolgt im gesamten Volumen. Die Leistung eines gegebenen Volumenelementes als Neutronenquelle hängt ab von der Intensität I der γ-Strahlenquelle, vom Querschnitt des Kernphotoeffektes σ, vom Abstand r von der Quelle und vom Absorptionskoeffizienten μ der γ-Strahlen. Für den Fall einer punktförmigen Quelle monochromatischer γ-Strahlen, die in einem dichten homogenen Materialblock eingeschlossen ist, beträgt die Anzahl der Neutronen, die sich pro Sekunde und pro Volumeneinheit im Abstand r bilden

$$b = I \frac{n\sigma}{4\pi r^2} e^{-\mu r}.$$

Hier ist I die Anzahl der Quanten, die von der Quelle pro Sekunde in allen Richtungen ausgestrahlt werden, und n die Anzahl der Targetkerne pro Volumeneinheit.

Die Gesamtzahl der Neutronen, die sich im unendlichen Volumen bilden, ist gleich

$$B = \int_0^\infty 4\pi r^2 b \, dr = I \frac{n\sigma}{\mu},$$

d. h., die maximale Ausbeute an Photoneutronen ist gegeben durch das Verhältnis des Kernabsorptionskoeffizienten für γ-Strahlen $n\sigma$ zum Gesamtabsorptionskoeffizienten μ.

In einem endlichen Block ist die Ausbeute offenbar geringer. Sie läßt sich für jeden konkreten Fall bestimmen, indem man das Integral nur bis zu einer endlichen oberen Grenze erstreckt, die durch Größe und Form des Blocks festgelegt ist. Für einen kugelförmigen Block vom Radius R erhalten wir auf diese Weise

$$B = I \frac{n\sigma}{\mu} (1 - e^{-\mu R}).$$

Die Wirkungsquerschnitte des Kernphotoeffektes an Deuterium und Beryllium sind in letzter Zeit des öfteren untersucht worden.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes des Kernphotoeffekts an Deuteronen von $h\nu$ ist in Abb. 56 dargestellt.

Die Energie der Photoneutronen kann in vielen Fällen mit ausreichender Genauigkeit an Hand der einfachen Gleichung

$$E_n = \frac{M}{M+1}(h\nu - Q) \tag{2.13}$$

berechnet werden, wo M die Masse des Endkerns ist (Neutronenmasse = 1).

Die Energie E_n der Photoneutronen hängt vom Flugwinkel θ nur ziemlich schwach ab, da der Impuls, den das Quant dem Kern erteilt, klein ist und folglich auch die Geschwindigkeit des Massenmittelpunktes nur gering sein wird. Eine genaue Beziehung zwischen $h\nu$ und E_n kann man aus den Erhaltungssätzen

Abb. 56. Wirkungsquerschnitt des Kernphotoeffekts an Deuteronen

$$\left.\begin{aligned} h\nu &= E_n + E_z + Q, \\ P_z^2 &= \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + p_n^2 - 2p_n\frac{h\nu}{c}\cos\theta \end{aligned}\right\} \tag{2.14}$$

gewinnen.

Hier sind E_n und p_n Energie und Impuls des Neutrons, E_z und P_z Energie und Impuls des Endkerns; die übrigen Bezeichnungen sind die gleichen wie bisher. Durch Elimination von $E_z = \frac{P_z^2}{2M}$ aus den Gleichungen (2.14) erhalten wir

$$E_n = \frac{M}{M+1}\left[\left(1 - \frac{h\nu}{2Mc^2}\right) - Q\right] + \frac{h\nu}{Mc}\sqrt{2E_n}\cdot\cos\theta. \tag{2.15}$$

Das letzte Glied dieser Gleichung bestimmt die Abhängigkeit der Energie des Neutrons E_n vom Flugwinkel. Da es im allgemeinen klein ist, kann man den Näherungswert $E_n = \frac{M}{M+1}(h\nu - Q)$ einführen.

Gleichung (2.15) nimmt dann folgende Form an:

$$E_n = \frac{M}{M+1}\left[\left(1 - \frac{h\nu}{2Mc^2}\right) - Q\right] + \frac{h\nu}{M+1}\sqrt{\frac{2M(h\nu - Q)}{(M+1)^2}}\cos\theta. \tag{2.16}$$

Den Koeffizienten bei $\cos\theta$, der die Größe des Korrekturgliedes ΔE_n zur mittleren Energie des Neutrons in Abhängigkeit vom Winkel bestimmt, wollen wir für die Reaktion D (γ, n) und Be^9 (γ, n) abschätzen, wobei die Energie des Quants $h\nu$ zu 2,6 MeV angenommen werden soll.

Im ersten Fall haben wir $M = 1$, $Q = 2{,}2$ MeV und $\Delta E_n = 25$ keV. Da die mittlere Neutronenenergie 0,2 MeV beträgt, bewegt sich die relative Änderung der Energie in Abhängigkeit vom Flugwinkel innerhalb der Grenzen $\pm$ 12,5 %. Die Neutronenenergie in Richtung des Quants ist gleich 225 keV, in der entgegengesetzten Richtung 175 keV.

Im zweiten Fall (für Be) gilt $M = 8$, $Q = -1{,}6$ MeV und $\Delta E_n = 20$ keV. Der Mittelwert von E_n beträgt 0,9 MeV, die relative Änderung der Energie mit dem Winkel $\pm$ 2,2 %.

Somit sind die Photoneutronen selbst bei Verwendung monochromatischer γ-Strahlen nicht monochromatisch genug, wenn ihre Richtung nicht ausgezeichnet ist.

Die Monochromasie der Photoneutronen wird neben der Winkelabhängigkeit noch durch einen weiteren unvermeidlichen Umstand verletzt. Da zur Erhaltung einer merklichen Ausbeute an Photoneutronen dicke Schichten von Beryllium oder schwerem Wasser verwendet werden müssen und beide Substanzen gute Moderatoren sind, wird jede reale Quelle neben den Primärneutronen, die unmittelbar in der Reaktion entstehen, auch abgebremste Neutronen emittieren. Offensichtlich ist die Zahl der abgebremsten Neutronen um so größer, je dicker die Schicht des Stoffes ist. Deswegen muß man zur Erzeugung monochromatischer Photoneutronen Schichten verwenden, deren Stärke im Vergleich zur mittleren Weglänge der Neutronen klein ist.

In den meisten Versuchen mit Photoneutronen [68] benutzte man als Quelle der γ-Strahlen ThC'' und RaC'. Im γ-Spektrum des ThC'' ist nur eine Linie vorhanden, deren Energie (2,62 MeV) größer ist als der Schwellenwert des Kernphotoeffekts für Be und D. Deshalb liefern die Quellen ThC'' (γ) + Be und ThC'' (γ) + D bei geringer Schichtdicke annähernd monochromatische Neutronen.

Im Spektrum des RaC' entspricht die härteste Linie einer Energie von 2,193 MeV, die darauffolgende einer Energie von 1,76 MeV. Beide Energiewerte liegen über dem Schwellenwert des Kernphotoeffektes für Be, der zweite kommt diesem jedoch sehr nahe. Deshalb liefert praktisch nur die härtere Linie Neutronen. Zur Auslösung des Kernphotoeffektes an Deuteronen reicht die Energie dieser Linie nicht aus.

Die Möglichkeit der künstlichen Herstellung starker radioaktiver Präparate, deren γ-Strahlung eine Energie aufweist, die über dem Schwellenwert des Kernphotoeffektes für Beryllium und Deuterium liegt, führte zur häufigen Anwendung auch anderer Photoneutronenquellen dieses Typs [70]. In Tab. 8 sind einige Merkmale solcher Quellen kurz zusammengefaßt.

Zur Auslösung des Kernphotoeffekts an schwereren Kernen wurde hauptsächlich die γ-Bremsstrahlung benutzt, die von Elektronenbeschleunigern geliefert wird. Für eine große Anzahl von Kernen wurde der Kernphotoeffekt mit Hilfe von γ-Strahlen untersucht, die einem Bremsspektrum mit veränderlicher Grenzenergie entsprachen. Die Hauptaufgabe bestand dabei in der Untersuchung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts des Kernphotoeffekts von der Energie der γ-Strahlen. Die meisten Angaben erhielt man für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion (γ, n), die im weiten Energieintervall die wahrscheinlichste Reaktion ist.

Zur Bestimmung des Querschnitts der Reaktion (γ, n) ist die Kenntnis folgender Daten erforderlich: Die absolute Intensität des Stromes der γ-Quanten, der auf das Target fällt, die Anzahl der im Target erzeugten Neutronen und die Zahl der bestrahlten Targetatome. Die Bestimmung der Anzahl der Quanten gegebener Energie im Bündel der γ-Bremsstrahlung eines kontinuierlichen Spektrums stellt bekanntlich gewisse Schwierigkeiten dar. Das Verfahren zur Ermittlung dieser Zahl läuft gewöhnlich auf folgendes hinaus. Mit Hilfe einer Ionisationskammer (eines Röntgenmeters) mißt man die integrale

Tabelle 8. Charakteristische Eigenschaften einiger Photoneutronenquellen

Radioaktives Präparat	Halbwertszeit	Energie der γ-Strahlen [MeV]	Target	Mittlere Energie der Neutronen [MeV]	Ausbeute pro 1 g des Targetmaterials im Abstand eines cm für 1 Curie pro Sekunde ($\times 10^{-4}$)
Na^{24}	14,8 Std.	2,76	Be	0,83	13
			D_2O	0,22	27
Mn^{56}	2,59 Std.	1,81; 2,13	Be	0,15; 0,30	2,9
		2,7	D_2O	0,22	0,31
Ga^{72}	14,1 Std.	1,87; 2,21	Be	(0,78)	5
		2,51	D_2O	0,13	6
Y^{88}	87 Tage	1,9; 2,8	Be	0,158	10
			D_2O	(0,31)	0,3
Sb^{124}	60 Tage	1,7	Be	0,024	19
La^{140}	40 Std.	2,50	Be	0,62	0,3
			D_2O	0,151	0,8
MsTh	6,7 Jahre	1,80; 2,62	Be	0,827	3,5
			D_2O	0,197	9,5
Ra	1620 Jahre	2,42	D_2O	0,12	0,1

Intensität des Bündels. Ist die spektrale Verteilung der γ-Strahlen bekannt, so kann aus diesen Messungen die Anzahl der γ-Quanten jeder beliebigen Energie im Bündel bestimmt werden. Das γ-Bremsspektrum wurde theoretisch [71] berechnet und auch experimentell untersucht. Eine Gegenüberstellung des theoretischen Spektrums mit dem experimentellen gestattet eine zufriedenstellende Voraussage des γ-Bremsspektrums für beliebige Elektronenenergien und dünnes Target. Mißt man die Intensität des Bündels bei gegebener oberer Grenze E des Spektrums und die ihr entsprechende Intensität der Reaktion (γ, n) im Targetmaterial und erhöht dann den Grenzwert auf $E + dE$, so wächst die Intensität der Reaktion auf Kosten von Quanten mit der Energie im Intervall dE an. Kennt man das Spektrum der Quanten für beide Energiewerte, so kann man die Anzahl der Quanten im Intervall dE bestimmen, die entsprechende Anzahl der stattgefundenen (γ, n)-Reaktionen berechnen und folglich den Querschnitt des Kernphotoeffekts für Quanten mit einer Energie

Tabelle 9. Einige Daten, die für den Kernphotoeffekt charakteristisch sind.

Element	Halbwertsbreite		E_m [MeV]	σ_m [barn]	Integraler Querschnitt [MeV · barn]			
	(γ, n)	für das Element			(γ, n)	(γ, p)	(γ, 2n)	(γ, n) + + (γ, np) + + 2(γ, 2n)
Be^{9}	4,7 (γ, p)		22,2	0,0027		0,011		
C		2,0	21,4	0,014	0,029			
C^{12}	2,8		22,9	0,013	0,046			
C		1,7 (γ, p)	21,5	0,034		0,063		
N^{14}			24,2	0,0028	0,015			
O			21,9	0,0089	0,019			
O^{16}			24,2	0,011	0,031			
F^{19}	~13		~20	0,0035	0,076		0,005	
Na		6,0	18,3	0,013				0,081
Mg		3,9	18,8	0,011				0,048
Mg^{24}	5,8		19,4	0,0098	0,057			
$Mg^{25;26}$		~4,2	17,8	~0,016	~0,065			
Mg^{25}	6,0 (γ, p)		21,7	0,015		0,10		
Mg^{26}	3,3 (γ, p)		22,6	0,019		0,085		
Al		4,0	19,7	0,023				0,10
Al^{27}	4,7		19,2	0,008	0,045			
Al		5,4 (γ, p)	21,2	0,022		0,12		
Si^{28}	3,5		20,9	0,021	0,070			
P		5,7	20,5	0,029	0,14		0,034 (γ, np)	0,17
P^{31}	6,5		19,5	0,017	0,13			
P^{31}			20	0,017	0,099		0,047 (γ, np)	0,15
S		5,2	19,8	0,013				0,075
S^{32}	4,5		20,1	0,015	0,069			
S^{32}	1,0 (γ, d)		25,6	0,006			0,016 (γ, d)	
S^{34}	4		~17	0,060				~0,20
Ca^{40}	4,2		19,3	0,015	0,065			
Mn		>8	19	0,10				~0,46
Fe		6,1	18,0	0,075				0,47
Fe^{54}	6,3		18,7	0,067	0,48			
Ni^{58}	5,6		18,5	0,054	0,34			
Ni		5,4 (γ, p)	18,7	0,058		0,32		
Co		5,4	16,9	0,13				0,75
Co		5,7 (γ, p)	21,5	0,024		0,14		
Cu		7,1	19,5	0,12			0,054	0,87
Cu^{63}	6,1		18,1	0,10	0,66			
Cu^{65}	7,0		18,6	0,15	1,11			
Zn^{64}	7,9		18,7	0,12	0,99			
As	~6,2	9,4	17	0,093	0,76		0,11	0,98
Br^{80}	8,0		18,0	0,13	1,08			
Rb^{87}	6,0		17,5	0,23	1,68			
Zr^{90}	5,7		18,0	0,27	1,67			
Mo		6,1	15,7					1,62

Tabelle 9. Fortsetzung

Element	Halbwertsbreite		E_m [MeV]	σ_m [barn]	Integraler Querschnitt [MeV · barn]			
	(γ, n)	für das Element			(γ, n)	(γ, p)	(γ, 2n)	(γ, n) + + (γ, np) + + 2(γ, 2n)
Mo^{92}	6,0		18,7	0,14	0,85			
Nb		6,1	17,3	0,26				1,71
Nb		6,6 (γ', p)	21,3	0,018		0,12		
Ag		9,2	16,3	0,20	2,1		0,22	2,5
Ag^{109}	4,6		16,5	0,32	1,65			
In	~5,8	8,0	15,2	0,25	~1,6		~0,20	~2,0
In^{115}	5,5		15,0	0,42	2,7			
In^{115}	~8 (γ, γ')		~15	0,05				~0,4 (γ, γ')
Sb		7,2	15,2	0,44				3,1
Sb^{121}	4,8		14,8	0,68	3,5			
Sb^{123}	4,8		14,8	0,36	1,9			
J	~5,0	6,6	15,2	0,45				3,1
Ta^{181}	4,6		13,9		>0,47			
Au	~5,6	6,3	14,2	0,70				4,6
Au^{197}	~10 (γ, γ')		15	>0,025				>0,25 (γ, γ')
Pb		5,3	13,7	0,81				4,8
$Pb^{207;208}$	~6,5 (γ, p)		22,0	0,028		~0,17		
Bi	~5,2	5,4	14,2	0,92				4,1

zwischen E und $E + dE$ bestimmen. Die praktische Anwendung dieses Verfahrens ist z. B. von KATZ und CAMERON [72] beschrieben worden; in ihrer Arbeit sind Tabellen der γ-Bremsspektren im Energieintervall bis zu 28 MeV für ein dünnes Target aus schwerem Stoff angeführt.

Die Intensität der Reaktion (γ, n) im Targetmaterial bestimmt man entweder an Hand der gesamten Anzahl der vom Target emittierten Neutronen oder für radioaktive Kernprodukte mit günstiger Halbwertszeit und vorteilhaftem β-Spektrum aus der Anzahl der radioaktiven Kerne, die im Target durch die (γ, n)-Reaktion gebildet werden.

Die wichtigsten Ergebnisse der auf diese Weise durchgeführten Untersuchungen laufen auf folgendes hinaus. Der Querschnitt der Reaktion (γ, n) steigt mit Erhöhung der Energie des Quants nach Erreichen des Schwellenwertes der Reaktion ziemlich steil an, erreicht ein Maximum bei einer Energie, die den Schwellenwert um 4,6 MeV übertrifft und fällt dann steil ab.

In Tab. 9 sind numerische Daten für den Kernphotoeffekt angegeben, die in einer Arbeit von MONTALBETTI u. a. [73] systematisiert wurden.

Die Abhängigkeit des Querschnitts von der Energie wird durch eine Kurve dargestellt, deren Form der Resonanzkurve für alle Elemente sehr ähnlich ist.

In Abb. 57 sind Kurven der Photoneutronenausbeute aus verschiedenen Targets in Abhängigkeit von der oberen Grenze des γ-Bremsspektrums (obere Kurven) und des Querschnitts der Reaktionen (γ, n) in Abhängigkeit von der

Abb. 57*a*. Kurven der Photoneutronenausbeute für C^{12}, O, Na und Mg

Abb. 57*b*. Kurven der Photoneutronenausbeute für Al, P und S

Abb. 57c. Kurven der Photoneutronenausbeute für Mn, Fe und Co

Abb. 57d. Kurven der Photoneutronenausbeute für Cu, Zn und As

Abb. 57 e. Kurven der Photoneutronenausbeute für Nb, Mo und Ag

Abb. 57*f*. Kurven der Photoneutronenausbeute für In, Sb und J

Abb. 57g. Kurven der Photoneutronenausbeute für Au, Pb und Bi

Energie der γ-Strahlen (untere Kurven) für eine ganze Reihe von Elementen angegeben [73]. Die auf die Energieachsen weisenden Pfeile geben die Schwellenwerte der entsprechenden Reaktionen an. Für die oberen Kurven: Abszisse — maximale Energie des Betatrons in MeV; Ordinate — Anzahl der Neutronen

Abb. 58. Neutronenausbeute für ein Mol verschiedener Targets pro 1 r γ-Bremsstrahlung, deren Grenzenergie 18 MeV (*a*) und 22 MeV (*b*) beträgt

pro Mol und pro 100 Röntgen. Für die unteren Kurven: Abszisse — Energie der γ-Strahlen in MeV; Ordinate — Querschnitt in millibarn oder in barn.

In Abb. 58 ist die Neutronenausbeute in Abhängigkeit von der Kernladung Z des Targetmaterials für γ-Strahlen mit einer maximalen Energie von 18 und 22 MeV dargestellt. Für alle Elemente liegt fast die gesamte Resonanzkurve des Querschnitts bei Energien unter 22 MeV, d. h., die Ausbeute ist annähernd den Flächen der Resonanzkurven proportional.

Wie aus der Darstellung ersichtlich ist, wächst die Neutronenausbeute mit zunehmendem Z ziemlich stark an.

Abb. 59. Integrale Querschnitte der Reaktion (γ, n) in MeV · barn. Die schwarzen Punkte entsprechen Meßergebnissen, die in bezug auf die Reaktion (γ, p) korrigiert wurden. Die Kurven entsprechen den Formeln von Levinger und Bethe.
Abszisse: Massenzahl A des Targetkerns; Ordinate: integraler Querschnitt (barn · MeV)

In Abb. 59 ist die Abhängigkeit des integralen Querschnitts im Resonanzgebiet und in Abb. 60 die Abhängigkeit des maximalen Querschnitts, der dem Scheitelpunkt der Resonanzkurve entspricht, von der Massenzahl A dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse sind durch Punkte angedeutet. Die ausgezogene Gerade entspricht dem Gesetz $\sigma \sim A^{\frac{5}{3}}$.

Die Breite der Resonanzkurve ist in Abb. 61 und die dem maximalen Querschnitt entsprechende Energie E_m in Abb. 62 als Funktion von A dargestellt. Die Energie E_m kann durch folgende Gleichung dargestellt werden:

$$E_m = 37\,A^{-0{,}188}.$$

In Abb. 62 ist auch (durch Kreuze) die Abhängigkeit des Schwellenwertes S der Reaktion (γ, n) von A dargestellt. Hier gilt die Gleichung $S = 32\,A^{-0{,}270}$.

Wie aus den angeführten Abbildungen hervorgeht, besitzt die Wechselwirkung der γ-Strahlen mit allen Kernen den gleichen Charakter. Die individuellen Eigenschaften der Kerne kommen bei dieser Art der Wechselwirkung nur sehr schwach zum Ausdruck. Die Abhängigkeit der Wechselwirkungsparameter, solcher wie die Resonanzenergie, die Breite der Resonanzkurve, die Größe des maximalen Querschnitts, weist bei Erhöhung der Kernladung Z oder der Teilchen-

Abb. 60. Abhängigkeit des Querschnittsscheitelwerts der Reaktion (γ, n) von der Massenzahl A. Die Gerade entspricht $\sigma \sim A^{\frac{5}{3}}$.

Abszisse: Massenzahl A; Ordinate: Querschnittsscheitelwert in barn

Abb. 61. Halbwertsbreite Γ der Resonanzkurve des Querschnitts der Reaktion (γ, n) in Abhängigkeit von der Massenzahl A des Targetkerns

Abb. 62. Abhängigkeit der Lage des Querschnittsmaximums E_m und des Schwellenwertes E_{th} der Reaktion (γ, n) von der Massenzahl A

zahl A einen ziemlich stetigen Verlauf auf. Dies zeugt davon, daß an der Absorption eines Quants der Kern als Ganzes Anteil hat. Der Mechanismus dieser Absorption besteht laut MIGDAL [74] und auch LEVINGER und BETHE [75] darin, daß die Energie des absorbierten Quants zur Anregung von Dipolschwingungen im Kern als Ganzes aufgewendet wird.

Der integrale Querschnitt der Absorption eines Quants $\int_0^\infty \sigma dE$ durch Dipolschwingungen des Kerns erweist sich zu

$$\int_0^\infty \sigma dE = 0{,}015 A\,(1 + 0{,}8 x)\ \text{barn} \cdot \text{MeV}.$$

Hierbei ist x der Anteil der Austauschwechselwirkung zwischen Proton und Neutron, der sich aus Versuchen über die n — p-Streuung zu $\frac{1}{2}$ ergab. Diese Gleichung stimmt mit den experimentellen Daten, insbesondere für schwere Kerne, in befriedigendem Maße überein.

Die große Breite der Resonanzabsorptionskurve weist darauf hin, daß die Dipolschwingungen des Kerns schnell abklingen und die ihnen entsprechende Energie auf andere Freiheitsgrade übertragen wird, wobei ein gewöhnlicher stark angeregter Kern entsteht, der ein Neutron emittiert. Würde die Schwingungsenergie nicht direkt dem herausfliegenden Neutron übertragen werden, so wäre die Emission des Neutrons als ein Verdampfungsprozeß durch den angeregten Kern zu behandeln. In diesem Fall wäre die Energie der Photoneutronen gering und ihr Spektrum, entsprechend der Verdampfungstheorie, annähernd ein MAXWELL-Spektrum, d. h., es wäre das gleiche, wie z. B. das Spektrum unelastisch gestreuter Neutronen, die Winkelverteilung aber wäre annähernd isotrop. Untersuchungen der Neutronenwinkelverteilung bestätigten diesen Mechanismus der Bildung von Photoneutronen, da sie tatsächlich auf eine Isotropie hinweisen. Untersuchungen des Protonenkernphotoeffekts weisen jedoch darauf hin, daß der Prozeß der direkten Energieübertragung (γ-Quant — Proton) eine gewisse Rolle spielt, da einerseits der Querschnitt der Reaktion (γ, p) größer ist als von der Verdampfungstheorie vorausgesagt wird, und andererseits die Flugrichtung nahezu 90° in bezug auf das γ-Strahlenbündel beträgt, d. h. fast in Richtung des elektrischen Vektors des Quants liegt.

Bei großer Energie der Quanten ($\sim$ 100 MeV) ist die Bildung von Photoneutronen nicht nur in der Reaktion (γ, n), sondern auch in komplizierteren Reaktionen möglich, speziell in solchen, die zur gleichzeitigen Abspaltung mehrerer Neutronen führen. In Abb. 63 ist die von JONES und TERWILLINGER [76] beobachtete Abhängigkeit des Querschnitts der Neutronenbildung in allen Reaktionen mit γ-Strahlen, deren Energie von 15 bis 320 MeV beträgt, für eine Reihe von Elementen dargestellt. Wie aus dieser Abbildung ersichtlich ist, wächst der Querschnitt für die meisten Elemente mit zunehmender Energie. Was den Absorptionsquerschnitt der γ-Quanten betrifft, so wächst er in diesem Energiegebiet, soweit überhaupt von einem Anwachsen die Rede sein kann, bedeutend langsamer, da pro Quant im Mittel um so mehr Neutronen befreit werden, je größer die Energie des Quants ist.

Abb. 63a. Abhängigkeit des Querschnitts der Photoneutronenbildung für verschiedene Targets von der Energie der γ-Strahlen

Abszisse: Energie der γ-Strahlen in MeV; Ordinate: σ_n in millibarn

Abb. 63b. Abhängigkeit des Querschnitts der Photoneutronenbildung für verschiedene Targets von der Energie der γ-Strahlen

Abszisse: Energie der γ-Strahlen in MeV; Ordinate: σ_n in barn

§ 14. Der Kernreaktor als Neutronenquelle

Es ist bekannt, daß die Kettenreaktion im Uranreaktor dadurch zustande kommt, daß der Einfang eines langsamen Neutrons durch einen Urankern zur Spaltung dieses Kerns führt, wobei im Mittel pro Spaltungsakt etwa 2,5 Sekundärneutronen emittiert werden [77]. Diese sekundären Neutronen besitzen eine Energie von etwa einem Megaelektronenvolt.

Das Spektrum der sich unmittelbar bei der Spaltung bildenden Neutronen ist mit Hilfe von Photoemulsionen an Hand der Rückstoßprotonen und durch analoge Methoden ziemlich genau untersucht worden.

In Abb. 64 sind experimentelle Ergebnisse für die Spektren der Neutronen dargestellt, die bei der Spaltung von U^{235} und Pu^{239} durch langsame Neutronen entstehen [78]. Längs der Abszisse ist die Energie der Neutronen aufgetragen, längs der Ordinate die Anzahl der Neutronen je Energieintervall von 0,1 MeV. Die experimentellen Werte sind durch Punkte dargestellt. Rechts oben ist in

Abb. 64. Spektrum der Spaltungsneutronen für U^{235} (O) und Pu^{239} (●) Punktierte Kurve $e^{-E}\, sh\, \sqrt{2E}$. Oben rechts ist das Spektrum für Pu^{239} in halblogarithmischem Maßstab dargestellt

Abb. 64 das Neutronenspektrum für Pu^{239} in halblogarithmischem Maßstab angegeben. Beide Spektren sind kontinuierlich. Sie sind einander ziemlich ähnlich und werden durch die empirische Gleichung

$$n(E) = e^{-E} \cdot sh\, \sqrt{2E} \qquad (2.17)$$

hinreichend genau beschrieben. Hier ist $n(E)$ die Anzahl der Neutronen mit der Energie E in MeV. Die Formel (2.17) gilt für Energien bis zu 14 MeV [79]. Die gestrichelte Kurve in Abb. 64 entspricht dieser Formel.

Das Maximum des Spektrums liegt im Energieintervall zwischen 0,6 und 0,8 MeV. Bei geringeren Energien ist das Spektrum wegen der auftretenden

experimentellen Schwierigkeiten nur ungenügend erforscht worden. Für Energien oberhalb 2 — 3 MeV hat das Spektrum die Form einer Exponentialfunktion, wobei die Anzahl der Neutronen mit einer Energiezunahme um 3,9 $\pm$ 0,2 MeV für U^{235} und um 4,3 $+$ 0,2 MeV für Pu^{239} auf den zehnten Teil zurückgeht. Der wie gewöhnlich durch Integration des Spektrums ermittelte mittlere Energiewert beträgt etwa 2,0 MeV.

Bei Zusammenstößen mit Kernen eines Moderators verlieren die Neutronen Energie und erreichen in den meisten Fällen thermische Geschwindigkeiten, bevor sie aufs neue eingefangen werden. Folglich gibt es innerhalb eines Reaktors in Abständen von den Uranstäben, die mit der mittleren freien Weglänge schneller Neutronen im Moderator vergleichbar sind, sowohl schnelle, als auch langsame Neutronen, also Neutronen aller Geschwindigkeiten von der kleinsten thermischen bis zur maximalen Geschwindigkeit, die einer Energie von etwa 15 MeV entspricht. Die Geschwindigkeitsverteilung stimmt im thermischen Gebiet ziemlich gut mit der MAXWELL-Verteilung

$$N(v)\,dv = K v^2 e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}\,dv \qquad (2.18)$$

überein.

Hierbei ist $N(v)$ die Anzahl der Neutronen mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$, K — eine Konstante und $v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ — die Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat der Wärmebewegung.

Im Bereiche größerer (überthermischer) Geschwindigkeiten ist $N(v)$ dem Quadrat der Geschwindigkeit, d. h. der Neutronenenergie, annähernd umgekehrt proportional:

$$N(v)\,dv = \frac{K_1}{v^2}\,dv = \frac{K_2}{E}\,dv. \qquad (2.19)$$

Ein solcher Charakter des Neutronenspektrums im überthermischen Gebiet ist leicht zu verstehen, wenn man in Betracht zieht, daß die Anzahl der Neutronen mit gegebener Geschwindigkeit proportional der Lebensdauer ist, deren Größe durch den Charakter des Bremsprozesses bestimmt wird. Die Zeit zwischen zwei Stößen eines Neutrons mit Kernen des Moderators ist seiner Geschwindigkeit umgekehrt proportional. Außerdem ist aber der absolute Betrag der Geschwindigkeitsverluste um so größer, je größer die Geschwindigkeit selbst ist. Folglich durchläuft das Neutron während der Bremsung im Mittel ein- und dasselbe Geschwindigkeitsintervall bei gleichen Zeitabständen zwischen den Stößen um so schneller, je größer seine Geschwindigkeit ist.

Die zwei Spektralbereiche gehen in einem Übergangsgebiet stetig ineinander über. Das Verhältnis zwischen den Mengen der Neutronen im thermischen und überthermischen Gebiet, das quantitativ durch das Verhältnis der Konstanten K und K_1 (oder K_2) gegeben ist, wird durch die mittlere Lebensdauer der thermischen Neutronen bestimmt. Je größer diese ist, desto höher ist der Anteil der thermischen Neutronen und desto kleiner der der überthermischen.

In Abb. 65 ist das Spektrum der Neutronen dargestellt, die aus dem Mittelteil eines Reaktors mit schwerem Wasser als Moderator ausgesandt werden.

Das Neutronenspektrum wurde mit Hilfe eines Kristallspektrometers gemessen. Die Punkte stellen die Meßergebnisse dar, während die ausgezogene Kurve der MAXWELL-Verteilung bei einer Temperatur von 400° K entspricht (die wirkliche Temperatur im Innern des Reaktors liegt in Wirklichkeit unterhalb 400° K). Die gestrichelte Kurve entspricht dem Gesetz $\frac{1}{E}$ in geeignetem Maßstab. Die experimentellen Werte stimmen mit den theoretischen Kurven ziemlich gut überein, obwohl die effektive Temperatur des Neutronenspektrums im thermischen Gebiet etwas höher liegt als die wirkliche. Die Mehrzahl der Neutronen im Reaktor besitzt, wie aus der Abbildung ersichtlich ist, thermische Geschwindigkeiten. Wir möchten hierbei bemerken, daß die auf der Ordinate abgetragene Anzahl der Detektorimpulse proportional der Neutronendichte im Reaktor ist, nicht aber dem Strom der Neutronen, da die Intensität mit Hilfe eines Detektors gemessen wurde, dessen Empfindlichkeit dem $\frac{1}{v}$-Gesetz entspricht. Für viele Probleme ist nicht die Neutronendichte $N(v)$ wesentlich, sondern der Neutronenfluß durch eine gegebene Fläche, d. h. die Größen $v \cdot N(v)$.

Abb. 65. Spektrum der Neutronen, die aus dem Inneren eines Uran-Deuterium-Reaktors austreten

Ausgezogene Kurve: MAXWELL-Verteilung bei $T = 400°$ K; punktierte Linie: $\frac{1}{E}$

An Stellen, die im Vergleich zur mittleren Weglänge schneller Neutronen weit von den Uranstäben entfernt sind (z. B. in dicken Graphitwänden, die als Neutronenreflektoren dienen, oder in der sogenannten thermischen Säule, die einen großen Graphitblock darstellt, der in die Schutzwand des Reaktors eingelassen ist) können bereits keine schnellen Neutronen mehr vorkommen; hierher diffundieren nur langlebige thermische Neutronen. An diesen Stellen stimmt das Neutronenspektrum sehr gut mit der MAXWELL-Verteilung überein [80], wobei die effektive Temperatur der wirklichen Temperatur des Moderators sehr nahekommt, da die Lebensdauer der Neutronen im Moderator sehr groß ist und das thermische Spektrum nicht wesentlich durch den wenig wahrscheinlichen Einfangsprozeß verzerrt wird.

In den Abb. 66 und 67 sind der vertikale und horizontale Querschnitt des französischen Reaktors in Chatillon schematisch dargestellt. In diesem Reaktor dient natürliches Uran in Form von Metallstäben als Brennstoff und schweres Wasser als Moderator. Aus den Abbildungen ist die für Reaktoren dieses Typs

charakteristische Anordnung der Uranstäbe, des Moderators, des Graphitreflektors und der thermischen Graphitsäule zu erkennen.

In Abb. 68 ist die Photographie des Modells eines ähnlichen Reaktors wiedergegeben, der in Norwegen gebaut wurde. Sie gibt eine Vorstellung von der grundsätzlichen Anordnung der Haupt- und Hilfsapparaturen.

Abb. 66. Vertikaler Schnitt des Uran-Deuterium-Reaktors in Chatillon

A Behälter mit schwerem Wasser, *B* Uranstäbe, *C* Sicherheitsstab, *D* Reflektor (Graphit), *E* thermische Säule aus Graphit, *F* Schutzklappen, *G* tangentialer Kanal, *H* Lüftung, *I* Betonabschirmung, *K* Ionisationskammer des Steuerungssystems, *L* Dosimeter

Die Neutronenverteilung innerhalb eines heterogenen Reaktors ist eine ziemlich komplizierte Funktion der Koordinaten. Es ist offensichtlich, daß im Innern und in unmittelbarer Umgebung der Uranblöcke die Dichte der thermischen Neutronen bedeutend geringer ist als in den umliegenden Schichten des Moderators, denn das Uran absorbiert langsame Neutronen stark, der Moderator aber nur schwach. Für einen homogenen Reaktor, d. h. für einen solchen, in dem das Uran und der Moderator eine homogene Mischung (z. B. eine Lösung) bilden, kann die Raumverteilung der thermischen Neutronen durch Lösung der Diffusionsgleichung (siehe § 29) gefunden werden.

Die gewonnene Lösung kann auch für einen heterogenen Reaktor, der ein reguläres Raumgitter mit einer großen Anzahl von Zellen darstellt, als gültig angesehen werden, wenn man unter der berechneten Dichte die über das

Volumen einer Zelle gemittelte Dichte versteht. Für einen kubischen Reaktor mit der Seitenlänge a, dessen Aufbau der Struktur eines kubischen Raumgitters ähnlich ist, kann man z. B. laut FERMI [81] die Neutronendichte n als Funktion der Koordinaten x, y, z in der Form

$$n(x, y, z) = n_0 \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{\pi y}{a} \sin\frac{\pi z}{a}$$

Abb. 67. Horizontaler Schnitt des Uran-Deuterium-Forschungsreaktors in Chatillon
A Uranstäbe, *B* Behälter für schweres Wasser, *C* Graphitreflektor, *D* thermische Säule, *E* radialer Experimentierkanal, *F* Betonabschirmung, *G* Ionisationskammer des Steuerungssystems

darstellen. Hier ist n_0 die Dichte in der Mitte des Reaktors. Als Koordinatenursprung ist eine der Ecken des Würfels gewählt.

Die mittlere Dichte ist bei einer solchen Verteilung gleich

$$\bar{n} = \frac{8}{\pi^3} n_0 = 0{,}26 n_0,$$

d. h., sie beträgt annähernd ein Viertel der Maximaldichte im Mittelpunkt. Längs jeder Achse des kubischen Reaktors, die durch die Mittelpunkte gegenüberliegender Würfelflächen geht, verändert sich die Dichte wie

$$\sin\frac{\pi x}{a}.$$

Der absolute Wert der Dichte hängt von der Leistung ab, die im Reaktor freigesetzt wird. Eine Beziehung zwischen der Neutronendichte und der Leistung kann auf folgende Weise gefunden werden.

Bei jedem Spaltungsakt möge eine Energie von 200 MeV frei werden. Dann sind, wie sich aus einer einfachen Rechnung ergibt, für eine Leistung von 1 Watt $3 \cdot 10^{10}$ Spaltungsprozesse pro Sekunde erforderlich.

Die Gesamtzahl der Neutroneneinfangprozesse ist ungefähr doppelt so groß wie die Anzahl der Spaltungsakte, da die Neutronen nicht nur vom spaltbaren

Abb. 68. Photographie eines Modells des norwegischen Uran-Deuterium-Forschungsreaktors

1 Behälter zum Nachfüllen, *2* Lüftung, *3* Graphitreflektor, *4* Rohr für das Gegengewicht der Regelplatte, *5* Wärmeaustauscher, *6* Holz-, Cadmium- und Bleischichten, *7* Behälter der aktiven Zone des Reaktors, *8* Öffnung für die thermische Säule, *9* Einführungen zu den BF_3-Kammern des Steuerungssystems, *10* Bestrahlungskanäle, *11* Behälter für schweres Wasser im Keller, *12* Betonwand

Isotop, sondern auch von anderen Isotopen im Reaktor eingefangen werden. Man kann deshalb annehmen, daß in einem Reaktor, der mit einer Leistung von 1 Watt arbeitet, $6 \cdot 10^{10}$ Neutroneneinfangprozesse pro Sekunde erfolgen.

Andererseits ist die Anzahl der Einfangprozesse pro cm^3 und pro sec gleich $\frac{n v}{\lambda}$, wenn n die Neutronendichte, v die Geschwindigkeit und λ die mittlere Weglänge eines Neutrons bis zum Einfang oder die mittlere Einfangstrecke ist, die für einen homogenen Stoff durch die Beziehung $\lambda = \frac{1}{N \sigma}$ gegeben wird, wo N die Anzahl der Atome pro cm^3, σ der mittlere Einfangsquerschnitt pro Atom ist.

Im gesamten Volumen V des Reaktors werden jede Sekunde $\frac{\bar{n}v}{\lambda} V$ Neutronen eingefangen ($\bar{n}$ ist die mittlere Dichte).

Ist W (in Watt) die Leistung des Reaktors, so gilt

$$\frac{\bar{n}v}{\lambda} V = 6 \cdot 10^{10} W,$$

während der mittlere Neutronenfluß im Reaktor

$$\bar{n}v = W \frac{\lambda}{V} \cdot 6 \cdot 10^{10} \text{ Neutronen/sec} \cdot \text{cm}^2$$

ist, d. h., der mittlere Fluß ist proportional der Leistung des Reaktors, der mittleren Einfangstrecke $\left(\text{folglich auch der mittleren Lebensdauer eines Neutrons } \tau = \frac{\lambda}{v}\right)$, und umgekehrt proportional dem Reaktorvolumen.

Die Größe λ ist umgekehrt proportional dem mittleren Neutroneneinfangquerschnitt pro Atom des Reaktors und hängt von dem Mengenverhältnis zwischen Uran und Moderator im Reaktor ab. Für reines Graphit z. B. ist $\lambda \approx 30$ m. Je größer der relative Gehalt an Uran im Reaktor ist, um so schneller wird das Neutron einfangen und um so kleiner ist demzufolge λ.

Nimmt man für irgendeinen bestimmten Reaktor lt. FERMI [81] λ zu 350 cm an, so erhält man:

$$\bar{n}v = \frac{W}{V} \cdot 2{,}1 \cdot 10^{13} \text{ Neutronen/sec} \cdot \text{cm}^2.$$

Der Neutronenfluß in der Mitte eines kubischen Reaktors beträgt

$$n_0 v = 3{,}9\, \bar{n}v = \frac{W}{a^3} \cdot 8{,}2 \cdot 10^{13} \text{ Neutronen/sec} \cdot \text{cm}^2.$$

Uran-Deuterium-Reaktionen mit einer Leistung von einigen hundert Kilowatt sind typische Forschungsreaktoren mit langsamen Neutronen. Solche Reaktoren wurden z. B. in Kanada und in Norwegen [80] gebaut. Ihre Dimensionen liegen in der Größenordnung von 2 m, und das Reaktorvolumen beträgt demnach etwa 10^7 cm^3. Bei einer Leistung von 1000 Kilowatt beträgt der Neutronenfluß in der Mitte eines solchen Reaktors etwa 10^{13} Neutronen/sec · cm^2

SEREN, FRIEDLANDER und TURKEL [83], die in Reaktoren des Argonne-Laboratoriums eine große Anzahl von Elementen bestrahlten und ihre Einfangsquerschnitte für thermische Neutronen bestimmten, weisen darauf hin, daß man in der thermischen Säule einen Neutronenfluß von etwa 10^{11} und in der Mitte des Reaktors einen 470mal größeren Neutronenfluß, also etwa $0{,}5 \cdot 10^{14}$ Neutronen/sec. · cm^2, erhalten kann.

Die so ermittelten Neutronenflüsse können nur dann in die weitere Rechnung eingeführt werden, wenn mit thermischen Neutronen dünne Materialproben bestrahlt werden, d. h. solche, die den durchtretenden Neutronenfluß nur unwesentlich schwächen. Für dicke Materialproben kompliziert sich die Rechnung, aber auf jeden Fall führt eine Vergrößerung der Dicke zur Verminderung des Flusses.

Der Neutronenfluß außerhalb des Reaktors, im Bündel der Neutronen, die aus dem Inneren des Reaktors durch enge Experimentierkanäle austreten, kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Angenommen, eine Fläche S strahlt Neutronen aus, die zur Achse des Kanals normal ist und in solcher Tiefe liegt, daß der Neutronenfluß den Wert nv hat. Dann ist der Neutronenfluß außerhalb des Reaktors, im Abstand r von der Fläche S, auf der Kanalachse gleich

$$\frac{S n v}{4 \pi r^2},$$

d. h., im gegebenen Fall kann man den Neutronenfluß so berechnen, als ob die Fläche S pro Sekunde Snv Neutronen in alle Richtungen mit gleicher Intensität emittiert. Liegt z. B. ein Kanal mit dem Querschnitt $10 \cdot 10 = 100$ cm² in der thermischen Säule, wo der Fluß $nv = 10^{11}$ Neutronen/sec · cm² beträgt, so ist der Neutronenfluß in 5 m Abstand vom Kanalboden auf der Kanalachse gleich

$$\frac{100 \cdot 10^{11}}{4\pi (5 \cdot 10^2)^2} = 0{,}3 \cdot 10^7 \text{ Neutronen/sec} \cdot \text{cm}^2.$$

Der Uranreaktor ist somit eine äußerst intensive Quelle moderierter thermischer Neutronen.

Der Fluß schneller Neutronen im Innern des Reaktors oder im austretenden Kanalbündel hat verhältnismäßig geringe Intensität. Einen Fluß schneller Neutronen von nicht geringerer, vielleicht sogar stärkerer Konzentration und Intensität, kann man mit Hilfe von Zyklotrons erhalten, z. B. in der Reaktion B^9 (d, n).

Zur Erzeugung intensiver Flüsse schneller Neutronen mit kontinuierlichem Spektrum, das dem primären Spektrum der Spaltungsneutronen ähnlich ist, werden in einigen Laboratorien (siehe z. B. [84]) Reaktoren ohne Moderator — sogenannte schnelle Reaktoren — gebaut. Als Material für solche Reaktoren benutzt man entweder U^{235} oder Pu^{239}. Ein solcher Reaktor hat gewöhnlich ein kleines Volumen. Deshalb ist die Dichte des Neutronenflusses ziemlich groß. Das Spektrum der Neutronen, die aus einem solchen Reaktor austreten, unterscheidet sich von dem primären Spektrum der Spaltungsneutronen wegen der unelastischen Streuung der Neutronen im Material des Reaktors.

Ein hinreichend reines Spektrum der primären Spaltungsneutronen kann man mit Hilfe einer dünnen U^{235}- oder Pu^{239}-Folie erhalten, die mit thermischen Neutronen aus einem gewöhnlichen Reaktor bestrahlt wird. Eine solche Folie wird gewöhnlich als Transformator bezeichnet, da in ihr auf Kosten des Flusses thermischer Neutronen ein Fluß schneller Spaltungsneutronen erzeugt wird. Versuche dieser Art sind verschiedentlich beschrieben worden, siehe z. B. [85].

Alle Neutronen eines Reaktors, sowohl die schnellen als auch die langsamen, zeichnen sich durch eine stetige Energieverteilung, d. h. durch ein kontinuierliches Spektrum aus. Monochromatische Neutronen kann man aus einem Reaktor nur mit Hilfe spezieller Hilfsvorrichtungen von der Art eines mechanischen Selektors [86] oder eines Kristallmonochromators erhalten, die aus

dem kontinuierlichen Spektrum eine Neutronengruppe mit bestimmter Energie aussondern. Als Laboratoriumsquelle wird der Reaktor hauptsächlich zur Untersuchung der Eigenschaften langsamer Neutronen und zur Bestrahlung verschiedener Stoffe mit ihnen benutzt, wobei sich in diesen Stoffen durch Neutroneneinfang radioaktive Isotope bilden.

In Abb. 69 ist die Photographie eines kanadischen Reaktors mit der ihn umgebenden Apparatur wiedergegeben. Mit Hilfe der Geräte werden Eigenschaften der Neutronen untersucht, die durch Öffnungen in der Abschirmung aus dem Reaktor austreten. Unter anderem ist ein Kristallspektrometer vorhanden und ein γ-Paarspektrometer zur Untersuchung der Spektren von γ-Strahlen, die beim Neutroneneinfang auftreten.

Abb. 69. Äußere Ansicht des kanadischen Uran-Deuterium-Forschungsreaktors mit zugehöriger Apparatur für physikalische Untersuchungen an Neutronenbündeln, die durch Öffnungen in der Abschirmung des Reaktors etwa in Höhe des Arbeitstisches aus diesem austreten

KAPITEL III

METHODEN DES NEUTRONENNACHWEISES

§ 15. Die wichtigsten Methoden zum Nachweis von Neutronen

Im Gegensatz zu geladenen Teilchen treten Neutronen praktisch nicht in Wechselwirkung mit Elektronen und rufen daher auch keine unmittelbare Ionisation beim Durchgang durch Materie hervor. Zum Nachweis und zur Registrierung der Neutronen werden verschiedene Wechselwirkungsprozesse von Neutronen mit Atomkernen benutzt. Der Zusammenstoß mit einem Kern führt entweder zur Streuung oder zur Absorption des Neutrons. Beide Prozesse können zum Nachweis von Neutronen verwendet werden.

Bei der Streuung an einem Kern überträgt das Neutron diesem Kern, dem sogenannten Rückstoßkern, einen Teil seiner kinetischen Energie. Der Rückstoßkern ist ein gewöhnliches geladenes Teilchen und kann, wenn seine Energie nicht allzu klein ist, durch ein beliebiges zum Nachweis schneller Teilchen geeignetes Verfahren registriert werden, z. B. mit einer Ionisationskammer, einem Zählrohr, einer WILSON-Kammer, photographischen Emulsion usw. Man kann so durch Beobachtung der Rückstoßkerne die Streuung der Neutronen zu ihrem Nachweis benutzen. Die Anzahl der in einer beliebigen Apparatur entstehenden Rückstoßkerne ist offensichtlich der Anzahl der durch diese Apparatur hindurchgehenden Neutronen proportional. Infolgedessen ist die Anzahl der Rückstoßkerne ein Maß für den Neutronenfluß durch die Apparatur. Außerdem besteht eine einfache Abhängigkeit zwischen der Energie der Rückstoßkerne und der Neutronenenergie. Mißt man also nicht nur die Anzahl, sondern auch die Energie der Rückstoßkerne, so kann man nicht nur den Neutronenfluß, sondern auch die Neutronenenergie bestimmen.

Bei unelastischer Streuung der Neutronen werden außer Rückstoßkernen auch γ-Quanten erzeugt. Diese entstehen beim Übergang der angeregten Kerne in den Grundzustand. Die Beobachtung dieser γ-Quanten kann ebenfalls zum Nachweis der Neutronen benutzt werden. Die Energie der γ-Quanten hängt nur von der Lage der Energieniveaus des streuenden Kerns ab, nicht aber von der Energie der Neutronen. Deswegen ermöglicht die Beobachtung der bei der unelastischen Streuung emittierten γ-Strahlung bestenfalls nur die Bestimmung der unteren Grenze der Neutronenenergie.

Die Absorption des Neutrons durch einen Kern führt zur Bildung eines angeregten Zwischenkerns, der entweder unter Emission irgendeines geladenen Teilchens zerfallen kann oder sich in ungefähr gleichgroße Stücke spaltet oder aber unter Emission von γ-Strahlung in den Grundzustand über-

geht (Strahlungseinfang). Die Absorption eines Neutrons, die vom Zerfall oder von der Aufspaltung des Kerns begleitet wird, kann zum Nachweis von Neutronen dienen, da man durch ein beliebiges Verfahren, das zum Nachweis geladener Teilchen geeignet ist, die neuen Teilchen registrieren kann. Im Fall des Strahlungseinfangs kann man die Registrierung der γ-Strahlung zum Nachweis der Neutronen benutzen. Außerdem kann man zum Nachweis von Neutronen auch davon Gebrauch machen, daß die neuen Kerne, die durch Neutronenabsorption entstehen, sehr häufig radioaktiv sind. Bei der Neutronenbestrahlung entstehen in der bestrahlten Substanz radioaktive Kerne, deren Zerfall während oder nach der Bestrahlung beobachtet werden kann. In der Praxis ist es am bequemsten, die Aktivität der bestrahlten Substanz nach der Bestrahlung zu untersuchen, da sich hierbei verschiedene störende Strahlungen leicht ausschalten lassen, die häufig von Neutronenquellen und dem umgebenden Medium beim Neutroneneinfang emittiert werden. Man nennt die Stoffe, die durch Neutronen aktiviert werden und zum Nachweis dieser dienen, radioaktive Neutronenindikatoren.

Die Mehrzahl der Wechselwirkungsprozesse zwischen Neutronen und Atomkernen führt somit zur Bildung geladener schneller Teilchen oder γ-Quanten, deren Beobachtung mit den in der Kernphysik üblichen Methoden der Registrierung schneller geladener Teilchen und γ-Quanten zum Nachweis von Neutronen dienen kann. Am häufigsten benutzt man schnelle Teilchen, da man diese am einfachsten und mit hohem Wirkungsgrad registrieren kann. Die γ-Strahlung wird selten zum Nachweis von Neutronen verwendet, da die vorhandenen Geräte gegenüber γ-Strahlen zu unempfindlich sind. Außerdem befindet sich praktisch jede Neutronenquelle in einem ziemlich intensiven γ-Strahlenfeld, welches die Beobachtung der γ-Strahlung stört, die bei unelastischer Streuung oder beim Strahlungseinfang auftritt. Infolge der Entwicklung von Kristall-Szintillationszählern für γ-Strahlen, deren Empfindlichkeit ziemlich groß ist, besteht die Möglichkeit, daß die Beobachtung der γ-Strahlung, die bei unelastischer Streuung bzw. beim Strahlungseinfang auftritt, größere Anwendung zum Nachweis von Neutronen finden wird.

Gegenwärtig aber haben folgende Methoden zum Nachweis von Neutronen die größte Bedeutung:

1. Die Methode der Rückstoßkerne
2. Die Beobachtung von Kernumwandlungen durch Neutronen
3. Die Beobachtung der Kernspaltung durch Neutronen
4. Die Methode der radioaktiven Indikatoren.

§ 16. Die Methode der Rückstoßkerne

Die in der modernen Physik gebräuchlichen Methoden zum Nachweis schwerer geladener Teilchen, zu denen auch die Rückstoßkerne zählen, eignen sich für Teilchen, deren Energie nicht allzu klein ist. So können z. B. mit den am weitesten verbreiteten Geräten — den Ionisationskammern, WILSON-Kammern und Proportionalzählrohren — schwere Teilchen befriedigend nach-

gewiesen werden, wenn ihre Energie mindestens 100 keV beträgt. Da die Energie des Rückstoßkerns nicht größer als die Neutronenenergie sein kann, ist offensichtlich die Methode der Rückstoßkerne nur zum Nachweis schneller Neutronen geeignet, die in der Lage sind, genügend energiereiche Rückstoßkerne zu erzeugen.

Die Energie der Rückstoßkerne, die beim elastischen Stoß mit Neutronen entstehen, kann leicht unter Benutzung der Energie- und Impulserhaltungssätze berechnet werden, die folgendermaßen dargestellt werden können:

$$\left.\begin{aligned} E_n &= E'_n + E, \\ p'^2_n &= p^2_n + p^2 - 2 p_n p \cdot \cos\varphi . \end{aligned}\right\} \tag{3.1}$$

Hier sind E_n und p_n die kinetische Energie und der Impuls des Neutrons vor dem Stoß, E'_n und p'_n die gleichen Größen nach dem Stoß, E und p Energie und Impuls des Rückstoßkerns und φ der Winkel zwischen der Flugrichtung des Rückstoßkerns und der Richtung der Neutronengeschwindigkeit vor dem Stoß. Da es sich um schnelle Neutronen und Rückstoßkerne handelt, können Energie und Impuls des Kerns vor dem Stoß vernachlässigt werden.

Durch Elimination von $E'_n = \frac{p'^2_n}{2m}$ (m ist die Neutronenmasse) aus den Gleichungen (3.1) erhält man leicht:

$$E = E_n \frac{4Mm}{(M+m)^2} \cos^2\varphi = \alpha E_n \cos^2\varphi, \tag{3.2}$$

wo M die Masse des Rückstoßkerns ist.

Die Energie des Rückstoßkerns ist der Energie des Neutrons proportional und hängt vom Massenverhältnis $\frac{M}{m}$ und dem Winkel φ ab. Die Abhängigkeit der Energie E von der Masse des Rückstoßkerns ist durch den Koeffizienten $\alpha = \frac{4Mm}{(M+m)^2}$ gegeben. Setzt man die Neutronenmasse gleich Eins und die Masse des Rückstoßkerns gleich seiner Massenzahl A, so erhält man α in der folgenden Form:

$$\alpha = \frac{4A}{(A+1)^2}.$$

Für große A ist α etwa umgekehrt proportional A.

Die Winkelabhängigkeit der Energie des Rückstoßkerns ist durch $\cos\varphi$ gegeben. Der maximale E-Wert entspricht $\varphi = 0$, d. h., der schnellste Rückstoßkern fliegt nach vorn, in Richtung des Neutrons. Insbesondere ist die Energie eines Rückstoßprotons in dieser Richtung gleich der ursprünglichen Neutronenenergie. Beim zentralen Stoß überträgt das Neutron seine gesamte Energie dem Rückstoßproton. Bei Vergrößerung des Winkels φ nimmt die Energie des Rückstoßkerns ab und wird für $\varphi = 90°$ gleich Null. Bei $\varphi > 90°$ treten keine Rückstoßkerne auf.

Bei Veränderung des Winkels φ zwischen 0 und 10° nimmt die Energie des Rückstoßkerns nur um etwa 3% ab. Registriert man die Rückstoßkerne, die sich in einem Kegel bewegen, dessen Öffnung 10° beträgt und dessen Achse

mit der Richtung des Neutronenbündels zusammenfällt, so kann man mit einer Genauigkeit von ungefähr 3 % ihre Energie gleich $\alpha \cdot E_n$ setzen. Insbesondere stimmt die Energie eines Rückstoßprotons, das innerhalb dieses Kegels fliegt, auf etwa 3 % genau mit der Energie des Neutrons überein. Dies benutzt man sehr häufig bei Untersuchung des Neutronenspektrums nach der Methode der Rückstoßkerne mit solchen Geräten, wie die WILSON-Kammer, dickschichtige Photoemulsionen oder Teleskope aus Proportionalzählrohren, die nach dem Koinzidenzverfahren arbeiten. Wählt man die im Gebiet eines Winkels von 10° liegenden Spuren aus, so kann man die Protonenenergie der Neutronenenergie gleichsetzen.

Der Nachweis schneller Neutronen nach der Methode der Rückstoßkerne wird gewöhnlich folgendermaßen durchgeführt. In einem (je nach Aufgabenstellung) mehr oder weniger stark ausgeblendeten Neutronenbündel wird die Nachweisapparatur angeordnet. Der Stoff, in dem die Rückstoßkerne erzeugt werden, wird entweder in Form eines Gases (Wasserstoff, Methan, Helium) oder in Form fester Schichten (Paraffin, organische wasserstoffhaltige Folien) in oder vor dem Gerät angebracht. Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines Rückstoßkerns beim Durchgang eines Neutrons durch eine Stoffschicht (der Dicke x, mit n Kernen pro cm^3) beträgt

$$\varepsilon = n \cdot \sigma \cdot x,$$

wobei σ der Streuquerschnitt des Neutrons für die entsprechenden Kerne ist. Falls vom Gerät alle Rückstoßkerne registriert werden, die in beliebiger Richtung, d. h. mit beliebiger Energie, emittiert werden, und x die wirksame Dicke der Schicht ist, so ist ε der Wirkungsgrad oder die Empfindlichkeit des Gerätes, d. h. das Verhältnis der Zahl der registrierten Neutronen zur Zahl der durch das Gerät hindurchtretenden Neutronen. Der Wirkungsgrad des Gerätes ist im vorliegenden Fall dem Streuquerschnitt proportional und hängt genauso von der Energie der Neutronen ab wie der Streuquerschnitt. In den Abb. 70, 71 und 72 ist die Abhängigkeit der Streuquerschnitte von der Neutronenenergie für Wasserstoff, Deuterium und Helium dargestellt. Wasserstoff hat, dem Absolutwert nach, den größten Streuquerschnitt; er ist eine monotone Funktion der Neutronenenergie. Wasserstoff ist natürlich die weitaus günstigste Quelle für Rückstoßkerne, zumal die Energie der Rückstoßprotonen größer ist als die anderer Rückstoßkerne. Der Streuquerschnitt für Deuterium ist ebenfalls eine monotone Funktion der Neutronenenergie, aber im wichtigsten Energieintervall ist er kleiner als der Querschnitt des Wasserstoffs. Der Streuquerschnitt für Helium zeigt ein Resonanzmaximum bei der Neutronenenergie von etwa 1 MeV, welches dem angeregten Zustand des Kerns He^5 entspricht. In diesem Maximum ist der Streuquerschnitt des Heliums etwa doppelt so groß wie der des Wasserstoffs. Deswegen kann Helium beim Nachweis von Neutronen, deren Energie etwa 1 MeV beträgt, von größerer Wirksamkeit sein als Wasserstoff. Zum Nachweis von Neutronen verschiedener Energien, die sich von 1 MeV unterscheiden, ist Helium jedoch ungeeignet, da der Wirkungsgrad einer Heliumschicht in ziemlich komplizierter Weise von der Neutronenenergie abhängt.

Der Streuquerschnitt des Wasserstoffs kann mit großer Genauigkeit durch folgende Formel wiedergegeben werden [1]:

$$\sigma(E_n) = 1{,}30 \cdot \left[\frac{3}{(1{,}22 - 0{,}06 E_n)^2 + \frac{1}{2} E_n} + \frac{1}{(0{,}27 + 0{,}06 E_n)^2 + \frac{1}{2} E_n}\right], \quad (3.3)$$

wo σ in barn und E_n in MeV angegeben sind.

Die Formel (3.3) gilt für Neutronenenergien bis zu 10—15 MeV; bei $E_n = 25$ MeV weicht sie von den experimentellen Daten nicht mehr als um 5% ab.

Abb. 70. Querschnitt für Streuung von Neutronen an Protonen

Abb. 70 und Formel (3.3) stellen den gesamten Streuquerschnitt für Neutronen dar, d. h. den Querschnitt, der Rückstoßprotonen entspricht, die unter beliebigen Winkeln von 0 bis 90° emittiert wurden und somit auch beliebige Energien vom Maximalwert $E = E_n$ bis zu $E = 0$ hatten.

Allerdings werden in den meisten praktischen Fällen bei weitem nicht alle Rückstoßprotonen registriert, sondern gewöhnlich nur die schnellsten. So werden z. B. in einer mit Wasserstoff oder Methan gefüllten Ionisationskammer beliebige Rückstoßprotonen erzeugt; registriert werden aber nur diejenigen, deren Energie einen bestimmten Schwellenwert B übersteigt, der durch den Diskriminatorpegel bestimmt ist, welcher dem Abschneiden des Rauschens bzw. aller Impulse kleinerer Amplitude entspricht. In WILSON-Kammern, Photoemulsionen und Proportionalteleskopen werden, wie schon weiter oben

erwähnt, nur die Spuren für einige bestimmte Richtungen aussortiert, gewöhnlich für $\varphi \leqq 10°$.

Um den Wirkungsgrad solcher Geräte zu bestimmen, ist es notwendig, die Energie- und Winkelverteilung der Rückstoßkerne zu kennen, d. h. den differentiellen Querschnitt der Bildung von Rückstoßkernen, die Flugrichtungen im Winkelintervall von φ bis $\varphi + d\varphi$ oder Energien im Intervall von E bis $E + dE$ haben.

Abb. 71. Querschnitt für Streuung von Neutronen an Deuteronen

Die einfachste Winkel- und Spektralverteilung der Rückstoßkerne ergibt sich für die Streuung von Neutronen mit Energien bis zu etwa 10 MeV an Wasserstoff. Da die Wellenlänge eines Neutrons in diesem Energiebereich beträchtlich größer ist als die Abmessungen des streuenden Zentrums (Protonenradius), ergibt sich eine in Schwerpunktskoordinaten kugelsymmetrische Winkelverteilung der gestreuten Neutronen.

Somit ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Proton in Schwerpunktskoordinaten unter dem Winkel φ_0 davonfliegt, der Größe des Raumwinkels proportional und gleich

$$\frac{1}{2} \cdot \sin \varphi_0 \cdot d\varphi_0;$$

$\left(\text{hier ist } \frac{1}{2}\right.$ ein Normierungsfaktor, der von der Forderung herrührt, daß die Gesamtwahrscheinlichkeit für die Streuung unter beliebigen Winkeln gleich Eins ist$\Big)$. Für den Übergang zu Laboratoriumskoordinaten ist nur zu beachten, daß hier der Winkel der Flugrichtung $\varphi = \frac{1}{2} \varphi_0$ ist. Setzt man in die Formel

$\varphi_0 = 2\varphi$ ein, so erhält man für die Wahrscheinlichkeit, daß das Rückstoßproton in einer Richtung zwischen φ und $\varphi + d\varphi$ fliegt,

$$w(\varphi) = 2 \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi.$$

Die Zahl der Rückstoßprotonen pro Raumwinkeleinheit ist in Laboratoriumskoordinaten proportional $\cos\varphi$. Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Rückstoßprotonen mit Flugwinkel im Intervall $0 < \varphi < \alpha$ ist

$$w(\alpha) = \int_0^\alpha w(\varphi) = 1 - \cos^2\alpha.$$

Abb. 72. Querschnitt für Streuung von Neutronen an Heliumkernen

Speziell für $\alpha = 10°$ ergibt sich die Wahrscheinlichkeit zu $W(10°) = 0{,}030$. Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für die Bildung von Rückstoßprotonen, die sich innerhalb eines 10°-Kegels vorwärtsbewegen, 3% des gesamten Streuquerschnitts beträgt.

Um das Energiespektrum der Rückstoßprotonen zu ermitteln, machen wir von der Gleichung $E = E_n \cos^2\varphi$ Gebrauch. Beachtet man, daß sich die Formel für die Winkelverteilung in der Form

$$w(\varphi) = d\cos^2\varphi$$

schreiben läßt, so folgt:

$$w(E) \cdot dE = \frac{dE}{E_n}.$$

Hieraus folgt, daß die Bildung von Rückstoßprotonen mit beliebigen Energien von Null bis zum Maximalwert (gleich E_n) gleich wahrscheinlich ist. Das Spektrum der Rückstoßprotonen wird also durch eine horizontale Gerade dargestellt, die bei $E = E_n$ abbricht (Abb. 73). Registriert das Nachweisgerät Rückstoßprotonen mit Energien im Intervall ΔE, so bestimmt es dadurch bereits ein definiertes Winkelintervall der Rückstoßprotonen $\Delta(\cos^2\varphi)$, und

der Anteil der registrierten Protonen zu ihrer Gesamtzahl ist dann gleich $\frac{\Delta E}{E_n} = \Delta(\cos^2\varphi)$.

Somit ist die Wahrscheinlichkeit der Registrierung eines Neutrons mit der Energie E_n in einer mit Wasserstoff oder einem wasserstoffhaltigen Gas gefüllten Ionisationskammer, die so eingerichtet ist, daß B die Minimalenergie darstellt, die die Rückstoßprotonen haben müssen, um gerade noch registriert zu werden, gleich

$$\varepsilon = n x \sigma(E_n) \frac{E_n - B}{E_n} = n x \sigma(E_n) \left(1 - \frac{B}{E_n}\right).$$

Diese Beziehung gilt offensichtlich nur, wenn die Dimensionen der Kammer groß gegen die Reichweite der Rückstoßprotonen sind, so daß man die Zahl der gegen die Wände stoßenden Protonen vernachlässigen kann. Für monochromatische Neutronen ist der Wirkungsgrad einer Ionisationskammer eine einfache lineare Funktion des Diskriminatorpegels, der den Schwellenwert B bestimmt (Abb. 74).

Abb. 73. Spektrum der Rückstoßprotonen für monochromatische Neutronen

Der Wirkungsgrad einer Kammer bei gegebenem Pegel B für Neutronen verschiedener Energien wird durch eine Kurve dargestellt, die bei $E_n = B$ beginnt, mit zunehmender Energie steil ansteigt und nach Durchlaufen eines Maximums wieder abfällt, und zwar so, wie $\sigma(E_n)$, d. h. ungefähr proportional zu $\frac{1}{E_n}$ (Abb. 75).

Abb. 74. Abhängigkeit des Wirkungsgrades einer mit Wasserstoff gefüllten Ionisationskammer vom Schwellenwert S bei gegebener Neutronenenergie

Die Winkel- und Spektralverteilung der Rückstoßprotonen weicht bei Neutronenenergien $E_n > 10$ MeV um so mehr von der obenerwähnten einfachen kugelsymmetrischen Verteilung ab, je größer die Neutronenenergie ist. Dies hängt damit zusammen, daß mit zunehmender Neutronenenergie die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes mit von Null verschiedenen Bahndrehimpulsen l wächst; solche Zusammenstöße zeigen aber keine kugelsymmetrische Verteilung der gestreuten Teilchen und Rückstoßkerne mehr. Die Messung der Winkelverteilung gestreuter Neutronen mit Energien bis zu 300 MeV zeigt, daß in Schwerpunktskoordinaten die Winkelverteilung die größte Intensität in den Richtungen nach vorn (Streuwinkel $\theta_0 = 0°$) und nach hinten ($\theta_0 = 180°$) aufweist und bei $\theta_0 = 90°$ ein Minimum hat, wobei die Verteilung symmetrisch zu 90° ist, d. h., die Intensität für $90° + \alpha$ ist gleich der Intensität für $90° - \alpha$ (siehe Kap. IV). Das Verhältnis $\frac{I(0°)}{I(90°)}$, das die Abweichung der Verteilung von der Kugelsymmetrie charakterisiert, wächst mit zunehmender Neutronenenergie. So ist für $E_n = 27$ MeV

$\frac{I(0°)}{I(90°)} = 1{,}3$ [2], für $E_n = 40$ MeV — 1,8, für $E_n = 90$ MeV — ~ 4, für $E_n = 260$ MeV — ~ 8 [3].

Bei der Streuung an Kernen, die schwerer als Protonen sind, sind Abweichungen von der kugelsymmetrischen Verteilung schon bei kleineren Energien zu erwarten. Auch aus diesem Grunde ist die Anwendung von Elementen, die schwerer als Wasserstoff sind, zur Erzeugung von Rückstoßkernen unerwünscht und nur selten gebräuchlich.

Abb. 75. Abhängigkeit des Wirkungsgrades einer mit Wasserstoff gefüllten Ionisationskammer von der Neutronenenergie bei bestimmtem Schwellenwert S

Abszisse: Neutronenenergie in MeV; Ordinate: Wirkungsgrad der Kammer (in willkürlichen Einheiten)

Der Wirkungsgrad eines Gerätes mit dünner, fester, wasserstoffhaltiger Schicht ist durch die bereits angegebenen Formeln gegeben: $\varepsilon = n\sigma x$, wenn alle Rückstoßprotonen registriert werden, bzw. $\varepsilon = n\sigma x\left(1 - \frac{B}{E_n}\right)$, wenn nur diejenigen Protonen registriert werden, deren Energie größer als B ist. Der Wirkungsgrad von Geräten mit dicken Schichten ergibt sich erstens aus der Wahrscheinlichkeit für den Austritt des Rückstoßprotons aus der Schicht und zweitens aus der Wahrscheinlichkeit, daß die Restenergie des ausgetretenen Protons größer ist als B, und es somit registriert werden kann.

Die Wahrscheinlichkeit für den Austritt eines Rückstoßprotons aus einer dicken Schicht, deren Grenzfläche senkrecht zum Neutronenbündel angeordnet ist, läßt sich folgendermaßen berechnen. Aus einer im Abstand x von der Oberfläche entfernten Schicht dx werden Protonen mit Flugwinkeln von 0° bis α austreten, wobei $\cos\alpha = \frac{x}{R}$ ist; hier ist R die Reichweite der Protonen mit der Energie $E = E_0 \cos^2\alpha$ und $E_0 = E_n$ — die Maximalenergie der Rückstoßprotonen. Unter Benutzung der Nährungsformel für die Beziehung zwischen Reichweite und Energie der Protonen, $R \sim E^{\frac{3}{2}}$ kann man schreiben

$$R = R_0 \cos^3\alpha,$$

wobei R_0 die Reichweite eines Protons mit der Maximalenergie E_0 ist.

Damit ergibt sich für den Winkel α des Kegels, in dem sich die aus der Tiefe x heraustretenden Protonen bewegen, die Beziehung

$$\cos^4\alpha = \frac{x}{R_0}.$$

Der Anteil der Rückstoßprotonen, die in diesen Kegel eingeschlossen sind, ist, wie schon oben angegeben, gleich $1 - \cos^2\alpha$.

Der Wirkungsgrad der betrachteten Schicht ergibt sich also zu

$$d\varepsilon = n\sigma\left(1 - \sqrt{\frac{x}{R}}\right)dx.$$

Durch Integration über x von Null bis zur Maximaltiefe $x = R_0$ ergibt sich für den Wirkungsgrad einer dicken Schicht

$$\varepsilon = \frac{1}{3} n \sigma R_0,$$

wenn alle Rückstoßprotonen, die aus der Schicht austreten, registriert werden, d. h., wenn der Diskriminatorpegel der Registrierschaltung gleich Null ist. Die erhaltene Formel läßt erkennen, daß aus einer Schicht, deren Stärke der maximalen Reichweite R_0 entspricht, nur $^1/_3$ der in ihr erzeugten Rückstoßkerne heraustritt.

Eine detailliertere Berechnung des Wirkungsgrades zusammen mit einer ausführlichen Beschreibung des Aufbaus verschiedener Nachweisgeräte und ihrer experimentell bestimmten Charakteristiken findet man in dem Buch von Rossi und Staub [4].

Das Verfahren zur Messung der Neutronenenergie mit Hilfe von Rückstoßkernen wurde bereits weiter oben betrachtet. Gewöhnlich wird die Neutronenenergie an Hand der Energie der Rückstoßprotonen bestimmt, die in einem Kegel mit der Öffnung 10° vorwärts fliegen.

Diese Methode der Auswahl von Rückstoßprotonen verwendet man bei Untersuchungen mit Wilson-Kammern, mit Ionisationskammern und Zählrohren, wenn die Richtung der Teilchen durch Blenden definiert wird, mit dickschichtigen Photoemulsionen und mit Teleskopen aus Proportionalzählrohren, wo der entsprechende Raumwinkel durch Blenden festgelegt wird. In Wilson-Kammern und Photoemulsionen wird die Protonenenergie aus der Länge der Spuren und der bekannten Beziehung zwischen Reichweite und Energie der Protonen ermittelt. In Ionisationskammern und Zählrohren kann man die Energie des Protons aus der Stärke der Ionisation bestimmen, wenn die gesamte Bahn des Protons im Gase der Kammer verläuft. Trifft dagegen diese Bedingung nicht zu, wie es gewöhnlich bei Proportionalzählern mit geringem Gasdruck der Fall ist, so läßt man das ausgeblendete Bündel der Rückstoßprotonen durch Aluminumfolien verschiedener Dicke laufen und bestimmt auf diese Weise die Reichweite und damit die Energie der Protonen.

Wird ein kontinuierliches oder ein Linienspektrum der Neutronen untersucht, so muß man bei der Berechnung desselben aus dem experimentell bestimmten Spektrum der Rückstoßprotonen die Abhängigkeit der Bildungswahrscheinlichkeit der Rückstoßprotonen von der Neutronenenergie berücksichtigen. Da die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen nicht von der Neutronenenergie abhängt, hängt der differentielle Streuquerschnitt ebenso von E_n ab wie der Gesamtstreuquerschnitt. Um also vom Spektrum der Rückstoßprotonen (für ein 10°-Kegel) zum Spektrum der Neutronen überzugehen, hat man das erste mit dem Streuquerschnitt von Neutronen an Protonen (dieser ist in Abb. 70 dargestellt) oder mit einer beliebigen Größe, die diesem Querschnitt proportional ist, zu dividieren.

Als Beispiel für die Untersuchung eines Neutronenspektrums an Hand von Rückstoßprotonen mit Hilfe einer Wilson-Kammer sei die Arbeit von Bonner [5] angeführt.

Die WILSON-Kammer war mit Methan gefüllt, dessen Druck bei Untersuchung sehr schneller Neutronen, die Rückstoßprotonen großer Reichweite erzeugen, bis auf 15 atm gebracht wurde. Die Kammer war in einiger Entfernung von der Neutronenquelle aufgestellt, so daß die Richtung, in der die Neutronen die Kammer durchliefen, gut bestimmt werden konnte. Von den photographierten Spuren der Rückstoßprotonen wurden nur diejenigen aus-

Abb. 76. Spektrum der Rückstoßprotonen für Neutronen der Reaktion Li^7 (d, n), das mit Hilfe einer WILSON-Kammer ermittelt wurde

gesucht und analysiert, deren Abweichung von der Neutronenrichtung kleiner als 8° war. Die Energieverteilung der auf diese Weise aussortierten Spuren der Rückstoßprotonen ist in Abb. 76 durch Kreise angedeutet; die Kammer wurde dabei mit Neutronen der Quelle Li^7 (d, n) [6] bestrahlt. Die ausgezogene Kurve gibt das Mittel der experimentellen Werte an. Die gestrichelte Kurve entspricht dem Neutronenspektrum; man erhielt sie, indem man das Spektrum der Rückstoßprotonen durch eine dem Streuquerschnitt Neutron — Proton proportionale Größe dividierte. Das kontinuierliche Spektrum der Neutronen rührt von der Reaktion Li^7 (d, n) 2 He^4 her. Die einheitliche Neutronengruppe mit der Energie von ungefähr 13 MeV entspricht der Reaktion Li^7 (d, n) Be^8. In dieser Reaktion entstehen nicht drei, wie bei der vorigen, sondern nur zwei Teilchen (Neutron und Be^8), und deshalb hat jedes von ihnen nur einen bestimmten Energiewert.

Abb. 77 zeigt das ebenfalls auf diese Weise [7] bestimmte Spektrum der Rückstoßprotonen von Neutronen, die bei der Reaktion Be^9 (d, n) entstehen. Hier sind deutlich vier Neutronengruppen mit verschiedenen Energien zu erkennen.

. 78 ist eine Photo-
ər Spuren von Rück-
ıen in einer WILSON-
wiedergegeben [8]. Die
wurde mit annähernd
matischen Neutronen
tion D (d, n) He^3 be-
Die Neutronenquelle
s von der Kammer an-
und daher sind die
m längsten, die fast
l von rechts nach links

Abb. 77. Spektrum der Rückstoßprot
Neutronen der Reaktion Be^9 (d,

le einer WILSON-Kam-
man eine Photoemulsion zum Nachweis der Rückstoßproto
Jntersuchungen von Neutronenspektren mit Hilfe von Phot
emlich häufig vorgenommen. Die Platten werden in einiger
der Neutronenquelle so angeordnet, daß die Spuren der I
maler Energie ungefähr längs der Flächen der Emulsionss
Nach einer gewissen Expositionszeit werden die Platten en

ɔ. 78. Rückstoßprotonenspuren für Neutronen der Reaktion D (d,
Neutronenquelle rechts

und mit Hilfe eines Mikroskops untersucht. Es werden die Spuren ausgemessen, die mit der Richtung des Neutronenstrahls Winkel von weniger als 10° bilden; aus dem bekannten Energie-Reichweite-Gesetz für Protonen in der Photoemulsion erhält man dann das Protonenspektrum und aus diesem wiederum das Neutronenspektrum. Da jede Photoemulsion genügend viel Wasserstoff enthält, ist für derartige Experimente keine Spezialbehandlung der Emulsionen erforderlich.

Abb. 79 zeigt das Spektrum der Rückstoßprotonen, das auf diese Weise [9] bei Bestrahlung von Photoplatten mit Neutronen aus der Reaktion $Be^9(\alpha, n)C^{12}$ erhalten wurde. Die Energie der α-Teilchen betrug hierbei 1,4 MeV. Wie aus der Abbildung hervorgeht, besteht das Neutronenspektrum aus zwei Neutronengruppen. Die Gruppe mit höherer Energie entspricht der Bildung von C^{12}-Kernen im Grundzustand, die Gruppe mit geringerer Energie dagegen der Bildung von angeregten C^{12}-Kernen (die Anregungsenergie beträgt 4,45 MeV).

Abb. 79. Neutronenspektrum für die Reaktion Be^9 (α, n) C^{12} bei $E_\alpha = 1{,}4$ MeV, das an Hand von Rückstoßprotonen in einer Photoemulsion ermittelt wurde

Abszisse: Neutronenenergie in MeV; Ordinate: Neutronenzahl (in willkürlichen Einheiten)

Zur Bestimmung des Flusses und Spektrums von Neutronen mit Energien in der Größenordnung 10 MeV und mehr mit Hilfe von Rückstoßprotonen benutzt man oft sogenannte Proportionalteleskope. Der grundsätzliche Aufbau eines solchen Gerätes, das zuerst von Amaldi und Mitarbeitern [10] angewendet wurde, ist in Abb. 80 dargestellt. Senkrecht zum Neutronenbündel ist eine dünne wasserstoffhaltige Folie angeordnet, in der Rückstoßprotonen erzeugt werden. In einigem Abstand von dieser Folie werden mehrere Proportionalzählrohre hintereinander aufgestellt und nach der Koinzidenzmethode verschaltet.

Eine Koinzidenz der Impulse tritt dann auf, wenn ein Rückstoßproton alle Zählrohre durchfliegt. Aus der Anordnung der wasserstoffhaltigen Folie (des Strahlers) und der Blenden vor den Zählrohren ergibt sich ein Raumwinkel, in dem die registrierten Rückstoßprotonen fliegen. Auch hier werden gewöhnlich nur die Rückstoßprotonen registriert, deren Flugrichtungen nicht mehr als 10° von der Richtung des Neutronenbündels abweichen. Bringt man zwischen dem Strahler und den Zählrohren oder zwischen zwei Zählrohren irgendein Filter an, z. B. eine Aluminiumfolie, so kann man damit die untere Grenzenergie der registrierten Rückstoßprotonen festlegen. Offensichtlich werden nur die Protonen registriert, die in der Lage sind, das Filter und die Trennungsfolien zwischen den Zählrohren zu durchdringen, deren Reichweite

also einen bestimmten Wert übersteigt. Wird das letzte Zählrohr in Antikoinzidenz geschaltet, so kann man mit Hilfe des Proportionalteleskops solche Protonen registrieren, deren Reichweiten innerhalb eines bestimmten Intervalls liegen, d. h., man kann so das Differentialspektrum der Rückstoßprotonen bestimmen.

Mit Hilfe von Proportionalteleskopen wurden Spektren sehr schneller Neutronen untersucht, die entweder bei der Deuteronenaufspaltung oder bei der Umladung schneller Protonen entstehen, sowie die Streuung sehr schneller Neutronen an Wasserstoff und an anderen Kernen.

Abb. 80. Schema eines Proportionalzählerteleskopes, das Rückstoßprotonen nach der Koinzidenzmethode registriert

S Neutronenquelle, *D* Streuer, *P* Paraffinstrahler, *O* und *O'* Absorber der Rückstoßprotonen in den zwei möglichen Stellungen, *A* Aluminiumfilter, C_1, C_2 und C_3 Proportionalzählrohre

Eine vergleichende Analyse verschiedener Geräte, die zur Untersuchung von Strömen schneller Neutronen mittels Rückstoßprotonen verwendet wurden, findet man in der Arbeit von ALLEN u. a. [11] sowie in dem Aufsatz von BARSCHALL [12].

Zum Nachweis sehr schneller Neutronen, deren Energie 100 MeV und mehr beträgt, werden häufig Teleskope aus Szintillationszählern verwendet. Die Reichweite der Rückstoßprotonen, die von solchen Neutronen erzeugt werden, ist so groß, daß sie mehrere aufeinanderfolgende Kristalle durchdringen, die auf den Photokathoden der in Koinzidenz geschalteten Sekundärelektronenvervielfacher angebracht sind. Der Durchgang eines Rückstoßprotons durch alle Kristalle wird von der Koinzidenzschaltung angezeigt. Die Energie des Rückstoßprotons wird an Hand der Weglänge in den Kristallen und zusätzlichen Filtern sowie der Intensität des Lichtblitzes im letzten Kristall bestimmt (die Impulse des letzten Sekundärelektronenvervielfachers werden linear verstärkt und dann einem Impulshöhenanalysator zugeführt).

§ 17. Nachweis von Neutronen mit Hilfe von Kernumwandlungen

Der Prozeß des Neutroneneinfangs, der mit einer Kernumwandlung gekoppelt ist, kann zum Nachweis von Neutronen benutzt werden, falls die vom Kern emittierten geladenen Teilchen eine genügend große Energie haben und demzufolge hinreichend viele Ionen bilden können. Findet die Umwandlung im Innern oder an der Wand eines Zählrohres oder einer Ionisationskammer statt, so entsteht bei jeder Umwandlung ein Impuls, der registriert werden kann. Da die Zahl der Impulse (unter sonst gleichen Bedingungen) dem Neutronenfluß proportional ist, hat man durch Beobachtung der Kernumwandlungen die Möglichkeit, Intensitäten der Neutronenflüsse miteinander zu vergleichen, wie dies z. B. bei Unter-

suchungen der Absorption oder der Streuung von Neutronen gemacht werden muß.

Diese Nachweismethode kann man sowohl für langsame wie auch auf schnelle Neutronen anwenden. Zum Nachweis langsamer Neutronen benutzt man gewöhnlich die Reaktionen

$$B^{10}(n, \alpha) Li^7 \qquad (Q = 2{,}9\ \text{MeV})$$

$$Li^6(n, \alpha) H^3 \qquad (Q = 4{,}6\ \text{MeV})$$

und die Spaltung schwerer Kerne, z. B. U^{235}, Pu^{239} usw.

1. Allgemeine Eigenschaften der Bor-Detektoren

Die Reaktion $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ verläuft unter Freisetzung von Energie und ist daher bei beliebiger Neutronenenergie möglich. Der Reaktionsquerschnitt wächst in einem breiten Energieintervall (von 0 bis zu einigen hundert keV) mit abnehmender Geschwindigkeit. Daher benutzt man diese Reaktion zum Nachweis langsamer Neutronen. Ihre Anwendung zum Nachweis schneller Neutronen ist nicht ausgeschlossen, erfordert jedoch besondere Vorsichtsmaßnahmen, da der Querschnitt für langsame Neutronen einige hundertmal größer ist und die geringste Beimengung von ihnen, falls man sie nicht fernhält, soviele Kernumwandlungen hervorruft, daß der Effekt der schnellen Neutronen nicht mehr nachgewiesen werden kann.

Als Ergebnis der Reaktion erhält man zwei Teilchen vergleichbarer Masse, nämlich die Kerne He^4 und Li^7, die in entgegengesetzten Richtungen auseinanderfliegen und die Reaktionsenergie von 2,9 MeV als kinetische Energie übernehmen. Genauer gesagt, ist die Summe der kinetischen Energien der beiden Kerne in 95 % aller Fälle etwa gleich 2,5 MeV, da der Kern Li^7 häufig in einem angeregten Zustand mit der Anregungsenergie von etwa 0,48 MeV entsteht. Da es sich um langsame Neutronen handelt, kann deren kinetische Energie vernachlässigt werden.

Von der gesamten kinetischen Energie entfallen auf den Kern He^4 1,9 MeV und auf den Kern Li^7 0,6 MeV, da sich die Energien nach dem Impulssatz umgekehrt proportional zu den Massen auf die Teilchen verteilen. Die Reichweite der α-Teilchen mit einer Energie von 1,9 MeV beträgt 1 cm. Die Summe der Reichweiten beider Teilchen ergibt sich aus Beobachtungen mit der Wilson-Kammer zu 1,2 cm. Da sich die Teilchen in bezug auf Masse und Ionisationsvermögen wenig voneinander unterscheiden, kann man ihre Spuren in der Wilson-Kammer nicht voneinander trennen. Die gemeinsame Spur der Kernbruchstücke erscheint als dicke Linie, und der Ort der Kernumwandlungen kann praktisch nicht lokalisiert werden.

In Ionisationskammern und Proportionalzählrohren wird Bor entweder in Form des Gases BF_3 verwendet, mit dem die Apparatur gefüllt wird, oder in Form irgendeiner festen Verbindung, z. B. Borcarbid B_4C, die als dünne Schicht auf die Elektroden aufgetragen wird. An der Erzeugung des Impulses bei einer Kernumwandlung im Kammergas sind beide Teilchen, sowohl He^4

als auch Li^7 beteiligt, und die Gesamtzahl der erzeugten Ionenpaare ist gleich dem Verhältnis der Gesamtenergie zur mittleren Ionisationsenergie. Wenn letztere gleich 30 eV ist (selbstverständlich muß man hier den für das Füllgas zutreffenden Wert nehmen, in diesem Fall den für BF_3), so ergibt jeder Umwandlungsakt $2{,}5 \cdot \frac{10^6}{30} = 80000$ Ionenpaare. An einer Elektrode, deren Kapazität 10 cm beträgt, ruft diese Ionenzahl eine Potentialänderung von etwa 10^{-3} V hervor. In einem Proportionalzählrohr ist der Impuls infolge der Gasverstärkung erheblich größer.

Ist das Bor in Form einer festen Schicht auf die Elektrodenoberfläche aufgetragen, so werden nur von einem Teilchen Ionen erzeugt, da das andere unbedingt in die Wand eindringt. In diesem Fall wird die Ionisation entsprechend kleiner sein. Kammern und Zählrohre mit festen Schichten werden wegen ihres geringeren Wirkungsgrades seltener als gasgefüllte verwendet.

Der Wirkungsgrad eines gasgefüllten Zählrohres ist gleich dem Verhältnis der Zahl der Neutronen, die im Bor Kernumwandlungen hervorrufen, zur Gesamtzahl der in das Zählrohr eintretenden Neutronen.

Ist die Schwächung des Neutronenbündels beim Durchgang durch den Zähler vernachlässigbar, so ergibt sich die Ausbeute zu

$$\varepsilon = n \sigma l,$$

wobei n die Anzahl der Boratome pro cm^3 des Gases, l die wirksame Länge des Zählrohres (d. h. die Länge des Zählrohres in Richtung des Neutronenbündels) und σ Querschnitt der Reaktion $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ ist. Da n dem Gasdruck im Zähler proportional ist, wird der Wirkungsgrad um so größer, je höher der Druck im Zähler ist. Aus diesem Grunde ist der Wirkungsgrad von Proportionalzählrohren, für die eine Druckerhöhung nur begrenzt möglich ist, häufig kleiner als der Wirkungsgrad von Ionisationskammern, die bei Atmosphären- oder sogar bei Überdruck arbeiten. Bei gleichem Druck ist der Wirkungsgrad einer Kammer um so höher, je größer ihre Abmessungen sind. Sollten Neutronen nachgewiesen werden, die sich bündelartig in einer bestimmten Richtung fortbewegen, so kann der Wirkungsgrad durch Verlängerung des Zählrohrs in der Bündelrichtung erhöht werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ entspricht dem Gesetz $\frac{1}{v} \sim E_n^{-\frac{1}{2}}$ (v und E_n sind Geschwindigkeit und Energie des Neutrons) und ist gleich $\sigma = 114 E_n^{-\frac{1}{2}}$ barn, wenn die Energie in eV angegeben wird. Hieraus folgt für Neutronen mittlerer thermischer Energie $E_n = \frac{3kT}{2}$, welche bei Zimmertemperatur $T = 290°$ K 0,037 eV beträgt, ein Querschnitt von etwa 600 barn. Der Wirkungsgrad einer unter Atmosphärendruck mit BF_3 gefüllten Kammer ergibt sich damit zu

$$\varepsilon = 1{,}82 \cdot 10^{-2} l.$$

Mit $l = 10$ cm ergibt sich ein Wirkungsgrad von 18,2%. Es werden also 18,2% der in die Kammer eintretenden thermischen Neutronen in ihr von

Borkernen absorbiert. Bei einer derart merklichen Schwächung des Neutronenbündels gilt die angeführte Formel nicht mehr genau, da in ihr diese Schwächung nicht berücksichtigt wird. Die Formel wäre nur dann gültig, wenn durch jede Querschnittsfläche der Kammer die gleiche Zahl von Neutronen fliegen würde. Zu den tieferliegenden Schichten gelangt aber eine geringere Anzahl von Neutronen als zu den Schichten an der Oberfläche, und daher werden dort auch weniger Neutronen eingefangen.

Es soll nun der Wirkungsgrad einer flachen Kammer, deren Wände zum Neutronenbündel senkrecht sind, genauer berechnet werden. Treffen auf die Vorderwand N_0 Neutronen, so fallen auf eine Schicht in der Entfernung x noch $N = N_0 \exp(-n\sigma x)$ Neutronen. Da in jeder Schicht der Dicke dx $N(x)\, n\sigma\, dx$ Neutronen absorbiert werden, ergibt sich die Zahl der insgesamt absorbierten Neutronen zu

$$\int_0^l N(x)\, n\sigma\, dx = N_0 n\sigma \int_0^l e^{-n\sigma x} dx = N_0 (1 - e^{-n\sigma l}).$$

Hier ist l die Länge der Kammer längs des Neutronenbündels.

Damit ergibt sich der Wirkungsgrad zu

$$\varepsilon = 1 - e^{-n\sigma l}. \tag{3.4}$$

Entwickelt man für kleine Werte vom $n\sigma l$ die Exponentialfunktion in eine Reihe, so folgt in erster Näherung das bereits erwähnte Ergebnis $\varepsilon = n\sigma l$. Berechnet man den Wirkungsgrad für das angeführte Beispiel nach der genauen Formel (3.4), so erhält man $\varepsilon = 0{,}166$, d. h. einen Wirkungsgrad von 16,6% statt 18,2%.

Da in erster Näherung der Wirkungsgrad dem Querschnitt proportional ist, wird er für langsame Neutronen größer sein und mit ansteigender Neutronenenergie etwa wie $E^{-\frac{1}{2}}$ absinken.

Setzt man den Querschnitt in der Form

$$\sigma(E_n) = \sigma_0 E_n^{-\frac{1}{2}}$$

an, wobei σ_0 der Querschnitt für $E_n = 1$ eV ist, so erhält man die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Neutronenenergie in folgender Form:

$$\varepsilon = 1 - e^{-\frac{n\sigma_0}{\sqrt{E_n}} x}. \tag{3.5}$$

Für Neutronen mit einer Energie von 1 eV $\left(\approx 25 \cdot \frac{3kT}{2}\right)$ beträgt der Wirkungsgrad der als Beispiel gewählter Kammer bereits nur noch etwa 4%, da die Geschwindigkeit der Neutronen 5 mal größer geworden ist. Der Wirkungsgrad von Proportionalzählrohren ist sogar bereits für thermische Neutronen klein, da der Druck des BF_3 in ihnen gewöhnlich unter 1 atm liegt und die Dimensionen (Durchmesser) meistens 3—5 cm betragen. Daher ist eine Erhöhung des Wirkungsgrades sehr wünschenswert. Dies wird erreicht

durch Anreicherung des Bors mit dem aktiven Isotop B^{10}. Bekanntlich besteht natürliches Bor aus den beiden Isotopen B^{10} und B^{11}, deren Gehalt im Isotopengemisch entsprechend 18,2 % und 81,8 % beträgt.

Der angeführte Querschnitt der Reaktion $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ bezieht sich auf diese natürliche Isotopenmischung und ist somit ein Mittelwert für alle Borkerne. Berechnet man den Querschnitt für einen Kern B^{10}, so zeigt sich, daß er $\frac{100}{18{,}2} = 5{,}5$ mal größer ist, d. h.

$$\sigma_{B^{10}} = 627\, E_n^{-\frac{1}{2}} \text{ barn.}$$

Es ist klar, daß der mittlere Querschnitt der Bor-Kerne um so größer sein wird, je größer der Gehalt an B^{10} ist. Die fortgeschrittene Entwicklung der Technik der Isotopentrennung ermöglicht eine Anreicherung des Bors mit B^{10} in ziemlich großem Umfang; daher wird heutzutage schon in vielen Laboratorien mit B^{10} angereichertes BF_3 zur Füllung von Meßgeräten verwendet.

Der Wirkungsgrad einer Kammer oder eines Zählrohres mit fester Borschicht läßt sich ebenfalls nach der Formel $\varepsilon = n\sigma d$ berechnen. Hier ist d die Stärke der Schicht, aus der die Kerne He^4 und Li^7 austreten. Ist die Schichtstärke sehr viel kleiner als die Reichweite der Teilchen, so kann man für d die geometrische Schichtstärke einsetzen. Ist die Schicht dagegen dick, so gelangt aus einer Tiefe, die größer als die Reichweite der He^4-Kerne mit einer Energie von 1,9 MeV (1 cm Luft) ist, kein einziges Teilchen an die Oberfläche. Aber auch aus geringerer Tiefe gelangen Teilchen, die sich unter großem Winkel zur Normale bewegen, nicht an die Oberfläche.

Betrachten wir eine Schicht der Dicke dx im Abstand x von der Oberfläche. Aus ihr treten Teilchen aus, deren Richtung mit der Normale einen Winkel bildet, der kleiner als θ ist, wobei θ durch die Gleichung $\theta = \frac{x}{R_0}$ definiert wird (R_0 = Reichweite der Teilchen). Der Raumwinkel des entsprechenden Kegels ist $w = 2\pi\,(1 - \cos\theta)$, d. h., von allen in der Schicht dx erzeugten Teilchen kommt nur der Anteil

$$\frac{w}{4\pi} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{x}{R_0}\right)$$

heraus. Da in einer Schicht, deren Stärke einer Längeneinheit entspricht, $n\sigma$ Teilchen erzeugt werden, ist die Zahl der aus allen möglichen Tiefen heraustretenden Teilchen

$$\int_0^{R_0} \frac{1}{2}\left(1 - \frac{x}{R_0}\right) dx = \frac{n\sigma}{2}\left[R_0 - \frac{1}{2} R_0\right] = \frac{1}{4} R_0 n\sigma.$$

Kämen aus der Tiefe R_0 alle gegen die äußere Oberfläche gerichteten Teilchen heraus, so bekäme man $\frac{1}{2} R_0 n\sigma$, d. h. doppelt soviel. In unserem Fall haben wir es mit zwei Teilchenarten zu tun, deren Reichweiten verschieden

sind. Beachtet man, daß die Teilchen immer paarweise erzeugt werden, und bezeichnet man ihre Reichweiten mit R_{He} und R_{Li}, so erhält man schließlich für den Wirkungsgrad einer Kammer oder eines Zählrohres mit einer dicken Schicht festen Bors:

$$\varepsilon = \frac{1}{4} n \sigma (R_{\mathrm{He}} + R_{\mathrm{Li}}) = \frac{1}{2} n \sigma \frac{R_{\mathrm{He}} + R_{\mathrm{Li}}}{2}.$$

Zur numerischen Abschätzung des Wirkungsgrades benutzen wir

$$R_{\mathrm{He}} + R_{\mathrm{Li}} = 1{,}25 \text{ cm Luft} = 1{,}8 \text{ mg/cm}^2.$$

Dann ist $n (R_{\mathrm{He}} + R_{\mathrm{Li}})$ — die Zahl der Boratome in der entsprechenden Schicht — gleich $\frac{1{,}8 \cdot 10^{-3}}{M}$, wobei M die auf ein Boratom entfallende Masse ist. Besteht die Schicht aus Borcarbid (B_4C), so ist $M = 13{,}8$ M. E., d. h. $13{,}8 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-24}$ g und $n = 7{,}8 \cdot 10^{22}$.

Für thermische Neutronen ist $\sigma = 600$ barn. Damit ergibt sich für den Wirkungsgrad einer dicken Borcarbidschicht

$$\varepsilon = 1{,}17 \cdot 10^{-2}, \text{ d. h. etwa } 1\%.$$

Wie bereits gezeigt wurde, ist der Wirkungsgrad einer mit BF_3 gefüllten Ionisationskammer von der Größenordnung einiger Prozente; er ist also größer als der einer festen Schicht. Es ist jedoch anscheinend sinnvoll, Proportionalzählrohre mit einer festen Borschicht zu versehen, auch wenn sie mit BF_3 gefüllt sind, da dies den Wirkungsgrad bedeutend erhöht, insbesondere dann, wenn man die Borschicht sehr großflächig gestaltet. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades einer Borkammer bzw. eines Borzählrohres von der Energie der nachzuweisenden Neutronen ist durch die Formel (3.5) gegeben.

Ist der Exponent der e-Funktion viel kleiner als Eins, so ist der Wirkungsgrad gleich seinem absoluten Wert, d. h. proportional $E_n^{-\frac{1}{2}}$. Danach ist also der Wirkungsgrad für Neutronen mit einer Energie von etwa 10 keV annähernd 500 mal kleiner als für thermische Neutronen. Trotzdem werden Bordetektoren sehr oft auch zum Nachweis schneller Neutronen verwendet. Hierzu umgibt man sie mit einer Bremssubstanz (gewöhnlich Paraffin), in der die schnellen Neutronen in langsame umgewandelt werden, damit sie im Zählrohr mit größerer Wahrscheinlichkeit registriert werden können. Die in der Umgebung außerhalb des Paraffins entstehenden langsamen Neutronen werden gewöhnlich durch eine Kadmium- oder Borschicht, die das Paraffin umgibt, vom Zählrohr ferngehalten. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades eines solchen Zählrohrs von der Energie der Neutronen ist durch die Geometrie des Paraffinblocks gegeben. Man kann dem Paraffin eine solche Form geben, daß der Wirkungsgrad eines Zählrohrs praktisch nicht von der Neutronenenergie abhängt. Ein Gerät dieses Typs wurde von Hanson und Mc Kibben [13] entwickelt. Es ist schematisch in Abb. 81 dargestellt. Das Gerät besteht aus einem Proportionalzählrohr, das mit angereichertem BF_3 gefüllt ist, und einem dieses umgebenden Paraffinzylinder, in dessen Stirnfläche (die der Neutronen-

quelle zugekehrt ist) 8 Löcher gebohrt waren. Ohne diese Löcher ist der Wirkungsgrad des Zählrohrs für langsamere Neutronen geringer.

Dieses Zählrohr wird in der russischen Literatur häufig (aber mißlungen) als „allwellig“ bezeichnet, in der englischen Literatur als „long counter“. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades eines solchen Zählrohrs von der Neutronenenergie ist in Abb. 82 gezeigt. Wie man aus der Abbildung ersehen kann, ist der Wirkungsgrad für Neutronen beliebiger Energien von einigen hundert keV bis zu 4—5 MeV fast gleich groß. Daher rührt auch die Bezeichnung „allwellig“.

Abb. 81. Schema eines Zählrohrs für schnelle Neutronen mit energieunabhängiger Empfindlichkeit („long counter“ Zählrohr)

1 Schutzelektrode, *2* Cadmiumkappe, *3* Bohrungen in der Stirnseite des Paraffinblocks, *4* Paraffin, *5* Öffnung zur Füllung des Zählrohrs und Zuleitung der Hochspannung, *6* Aluminiumschirm, *7* Leitung zum Verstärker, *8* Ceresin. Maßangaben in mm

Der Wirkungsgrad dieses Zählrohrs sinkt für Neutronen höherer Energie ($>$ 5 MeV) langsam ab, da der Streuquerschnitt Neutron — Proton mit zunehmender Energie kleiner wird bzw. die Reichweite der Neutronen im Paraffin zunimmt. Mit zunehmender Energie wird ein immer kleinerer Teil der Neutronen im Paraffinblock abgebremst und vom Zählrohr eingefangen. Man kann natürlich den Gang des Wirkungsgrades des Zählrohrs auch für höhere Energien korrigieren, z. B. indem man seine Länge (zusammen mit der Länge des Paraffinblocks) vergrößert oder indem man dem Paraffin einen anderen Stoff beigibt, der besser schnelle Neutronen streut. Jedoch wurden zu dieser Frage bisher keine experimentellen Angaben veröffentlicht.

Geräte dieser Art sind sehr nützlich zum Vergleich der Intensitäten von Neutronenquellen mit verschiedener spektraler Zusammensetzung. Hat man eine geeichte Neutronenquelle zur Verfügung, so kann man das Gerät zur Bestimmung der absoluten Intensitäten verschiedener anderer Neutronenquellen verwenden.

Abb. 82. Charakteristik des „long counter“ Zählrohrs

2. Lithiumdetektoren

Die Reaktion Li^6 (n, α) H^3 wurde wie auch die eben beschriebene sehr häufig zum Nachweis langsamer Neutronen benutzt, besonders in den früheren Arbeiten. Die Reaktionsenergie $Q = 4{,}78$ MeV verteilt sich mit 2,05 und 2,73 MeV entsprechend auf die beiden Kerne He^4 und H^3, deren Reichweiten in Luft 1,1 und 5,7 cm betragen. Das Lithium wird in Form fester Verbindungen benutzt, die dünnschichtig auf die Elektroden der Kammer aufgebracht werden.

Der Reaktionsquerschnitt wächst mit abnehmender Geschwindigkeit; er beträgt $\sigma = 11{,}5 E_n^{-\frac{1}{2}}$ barn pro Atom natürlichen Lithiums. Für thermische Neutronen (0,037 eV) ist $\sigma_{th} = 60$ barn, d. h., σ_{th} ist zehnmal kleiner als der Reaktionsquerschnitt von Bor. Der Li^6-Gehalt der natürlichen Isotopenmischung beträgt nur 7,5 %, woraus

$$\sigma_{Li^6} = 153 E_n^{-\frac{1}{2}} \text{ barn}$$

folgt.

Der Wirkungsgrad einer Lithiumkammer ist im Vergleich zu „festen“ Borkammern etwa zweimal kleiner.

Abgesehen von der Verwendung der Reaktion Li^6 (n, α) H^3 in Verbindung mit Ionisationskammern und Proportionalzählrohren, kann man sie auch zum Nachweis der Neutronen mit Hilfe von Kristallszintillationszählern benutzen. Dient z. B. aktiviertes LiJ als Szintillationskristall, so wird das hierin enthaltene Lithium Neutronen einfangen und infolge der Reaktion große Lichtblitze erzeugen, die einer Energieentwicklung von 4,78 MeV pro Absorptionsakt entsprechen. Ein so großer Lichtblitz kann leicht vom Untergrund der viel schwächeren Lichtblitze unterschieden werden, die von γ-Strahlen herrühren. Daher kann ein LiJ-Kristall oder ein anderer Li enthaltender Szintillator als sehr wirksames Nachweismittel für Neutronen verwendet werden, da die Dicke des Kristalls die Dicke von Lithiumschichten, wie sie in Ionisationskammern oder Proportionalzählrohren benutzt werden, um ein vielfaches übertreffen kann.

Man hat auch versucht, die Reaktion Li^6 (n, α) H^3 zum Nachweis schneller Neutronen und zur Messung ihrer Energie zu verwenden [14]. Hierzu wurde Lithium in Photoemulsionen eingeführt, die mit schnellen Neutronen bestrahlt wurden. Von der Energie des Neutrons, das die Lithiumreaktion auslöst, hängt einmal die Summe der Energien des α-Teilchens und des Kerns H^3 ab, die bei dieser Kernumwandlung entstehen, sodann aber auch der Winkel zwischen den Spuren dieser Teilchen. Analysiert man in der entwickelten Emulsion die Spuren, so kann man die Energie des Neutrons bestimmen, das die Kernumwandlung hervorrief.

Andere Kernumwandlungen als die von Lithium und Bor werden zum Nachweis von Neutronen praktisch nicht benutzt. Obwohl beim Einfang langsamer Neutronen durch einige andere Kerne auch Kernumwandlungen mit Aussendung eines Protons beobachtet wurden (Reaktion n, p), sind diese Fälle doch selten, und der Reaktionsquerschnitt ist gewöhnlich viel kleiner

als bei Bor und Lithium. Unter den Reaktionen (n, p) zeigt die mit dem wenig verbreiteten leichten Heliumisotop He^3 (n, p) H^3 den größten Querschnitt für langsame Neutronen. Für thermische Neutronen beträgt der Querschnitt dieser Reaktion ungefähr 5000 barn pro He^3-Kern; er ist also etwa 1,5 mal so groß wie der Reaktionsquerschnitt von B^{10} (n, α) Li^7. Wenn die Entwicklung der Heliumisotopentrennung bei tiefen Temperaturen, die in den letzten Jahren vorgeschlagen wurde, zur Herstellung genügend großer Mengen von reinem He^3 führt, so wird letzteres wahrscheinlich neben Bor und Lithium zum Nachweis von Neutronen benutzt werden, obwohl die Energie der Reaktion He^3 (n, p) H^3, nämlich 0,76 MeV, relativ klein ist. Im natürlichen Helium jedoch ist der Anteil des Isotops He^3 verschwindend klein. Andere Reaktionen (n, p) zeichnen sich durch kleine Reaktionsquerschnitte aus und haben daher praktisch keine Bedeutung.

§ 18. Nachweis von Neutronen mit Hilfe der Kernspaltung

Ebenso wie die Umwandlung von Bor- und Lithiumkernen kann die Spaltung schwerer Kerne zum Nachweis von Neutronen benutzt werden. Bringt man einen Stoff, der beim Neutroneneinfang gespalten wird, z. B. Uran, in eine Ionisationskammer oder ein Zählrohr, so entstehen bei Bestrahlung mit Neutronen Ionenstromimpulse, die der Ionisation des Gases durch Spaltprodukte entsprechen. Die Zahl der Impulse ist der Intensität des Neutronenflusses proportional; daher kann eine Spaltungskammer zur Bestimmung der Intensität des Neutronenflusses benutzt werden.

Da die Spaltung schwerer Kerne beim Einfang sowohl langsamer als auch schneller Neutronen erfolgt, kann eine Spaltungsionisationskammer zum Nachweis von Neutronen beliebiger Geschwindigkeiten verwendet werden. Der Spaltungsprozeß führt zur Bildung von Kernsplittern, deren gemeinsame kinetische Energie etwa 150 bis 170 MeV beträgt. Die Energie jedes Splitters liegt zwischen 40 und 110 MeV. Wenn diese Energie vollständig zur Ionisation des Gases in der Kammer verbraucht wird, so resultieren daraus Impulse, die einige zehnmal größer sind als die Impulse bei der Kernumwandlung von Lithium oder Bor oder als Impulse von α-Teilchen. Daher kann man mit einer Spaltungskammer praktisch ohne Untergrund messen, indem man mit einem Diskriminator die kleinen Impulse abschneidet, die von möglichen einfachen Kernumwandlungen herrühren. Erleidet z. B. der spaltbare Stoff (etwa Uran) α-Zerfall, so werden neben den Spaltimpulsen in der Kammer auch Impulse von den α-Teilchen des Kernzerfalls auftreten. Da letztere jedoch klein sind, können die Impulse der Kernspaltung ungestört registriert werden. Der Untergrund von spontanen Spaltungen ist meist sehr klein. Die außerordentlich großen Impulse der Kernspaltung erlauben die Anwendung einfacherer Verstärker mit geringerem Verstärkungsfaktor.

Zur Vermeidung von Störungen durch den Untergrund der α-Teilchen und anderer Kernsplitter verwendet man mit gutem Erfolg flache Kammern, in deren Gas nur der Anfangsteil der Kernproduktspuren Platz hat und für die

demzufolge die Impulse der spezifischen Ionisation proportional sind. Die spezifische Ionisation der Spaltsplitter übertrifft weit mehr als die gesamte Ionisation die spezifische Ionisation leichterer Kerne. Die kinetische Energie eines Spaltsplitters von etwa 80 MeV wird nämlich zur Ionisation auf einer Strecke von 2 bis 3 cm Luft aufgewendet, während ein α-Teilchen von etwa 5 MeV eine Reichweite von etwa 4 cm hat. Dabei ionisieren Spaltsplitter am stärksten am Anfang der Spur, α-Teilchen dagegen am Ende. Folglich ist in einer Spaltungsionisationskammer, in der der Anfangsteil der Spaltproduktenspur benutzt wird, das Verhältnis der Impulsgröße von Spaltsplittern und α-Teilchen oder anderen leichten Kernen günstiger als in einer tiefen Kammer, in der die gesamte Reichweite ausgenutzt wird.

Der Wirkungsgrad einer Spaltungskammer kann ebenso berechnet werden wie die einer Borkammer mit fester Borschicht. Ist die Schichtdicke des spaltbaren Stoffes klein im Vergleich zur Reichweite der Spaltsplitter (dünne Schicht), so gelangt von jedem Spaltungsakt wenigstens ein Spaltsplitter in das Kammergas und kann registriert werden. Daher ist der Wirkungsgrad einer dünnen Schicht

$$\varepsilon = n \sigma x;$$

hier ist n die Zahl der spaltbaren Atome pro Volumeneinheit der Schicht, σ der Spaltungsquerschnitt und x die Schichtdicke.

Für eine dicke Schicht erhält man, wie auch für einen Bordetektor

$$\varepsilon = \frac{1}{2} n \sigma \overline{R};$$

hier ist $\overline{R}$ die mittlere Reichweite eines Spaltsplitters (etwa 2 cm Luft oder etwa 8 mg/cm^2 Uran).

Für alle schweren Kerne, die bei Bestrahlung mit Neutronen spalten, ist $\frac{1}{2} n \overline{R}$ annähernd gleich groß und beträgt 10^{19}. Wird der Spaltungsquerschnitt in barn angegeben, so ergibt sich der Wirkungsgrad einer Kammer mit dicker spaltbarer Stoffschicht zu

$$\varepsilon = 10^{-5} \sigma.$$

Der Spaltungsquerschnitt von natürlichem Uran beträgt für thermische Neutronen 3,9 barn [15]; daher ist der Wirkungsgrad einer dicken Uranschicht für thermische Neutronen etwa gleich $4 \cdot 10^{-5}$, d. h. viel kleiner als der Wirkungsgrad einer Borkammer. Es ist natürlich günstiger, Schichten aus Isotopen mit größerem Spaltungsquerschnitt zu verwenden. So beträgt z. B. der Spaltungsquerschnitt des U^{235} für thermische Neutronen 545 barn [15]; daher ist der Wirkungsgrad einer Kammer mit reiner U^{235}-Schicht etwa 140mal größer. Aber selbst für eine solche Kammer beträgt der Wirkungsgrad nur etwa ein zehntel Prozent, d. h., er ist immer noch kleiner als der Wirkungsgrad einer Borkammer. Kammern mit dünnen Schichten haben offensichtlich noch kleineren Wirkungsgrad.

Um einen größeren Wirkungsgrad zu erhalten, verwendet man häufig vielschichtige Spaltungskammern. Verschiedene Arten vielschichtiger Kammern

sind in dem Buch von Rossi und Staub [4] beschrieben. Die Elektroden vielschichtiger Kammern, die mit Schichten des spaltbaren Stoffes überzogen sind, werden ebenso wie die Platten eines Luftkondensators angeordnet (Abb. 83). Durch ziemlich hohen Wirkungsgrad und geringe Abmessungen zeichnet sich die dort beschriebene Spiralkammer aus. Ihre Elektroden stellen dünne Folienstreifen dar, die beiderseits mit spaltbarem Stoff überzogen sind

Abb. 83. Vielschichtige Spaltungskammer

1 Zuleitung durch „Lucit"-Isolatoren, *2* Öffnung zur Füllung der Kammer, *3* Schwerer Deckel, der nach Füllung der Kammer entfernt wird, *4* Aluminiumringe zur Befestigung der Folien, *5* Stützstange mit Zuleitungen, *6* Metallhülse, *7* „Lucit"-Buchse. Maßangaben in mm

und spiralartig angeordnet werden, wobei zwischen zwei Streifen ein kleiner Zwischenraum bleibt, der mit Argon ausgefüllt wird; im Argon findet die Ionisation durch die Spaltprodukte statt. Weisen die Spiralstreifen eine große Zahl von Windungen auf, so durchdringt ein Neutron, das durch die Kammer fliegt, mehrere Schichten des spaltbaren Stoffes, und es kann daher mit größerer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden.

Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit einer Spaltungskammer vom Neutronenspektrum ist durch die Abhängigkeit des Spaltungsquerschnitts von der Neutronenenergie gegeben. Bestehen die aktiven Schichten aus Isotopen, die beim Einfang langsamer Neutronen eine Spaltung erfahren, so wird die

Kammer den größten Wirkungsgrad für langsame Neutronen aufweisen, für die der Spaltungsquerschnitt proportional $\frac{1}{v}$ ist und unter Umständen Resonanzmaxima hat. Mit einer solchen Kammer können auch schnelle Neutronen nachgewiesen werden, da die Stoffe, die durch langsame Neutronen gespalten werden, unbedingt auch durch schnelle Neutronen Kernspaltungen erfahren. Jedoch ist der Spaltungsquerschnitt für schnelle Neutronen gewöhnlich beträchtlich kleiner und beträgt etwa 1 barn. Daher ist der Wirkungsgrad einer Spaltungskammer für schnelle Neutronen ebenfalls sehr viel kleiner und beträgt für jede Schicht des aktiven Stoffes nicht mehr als 10^{-5}. Will man mit einer Kammer, die Schichten aus U^{235} oder anderen mit langsamen Neutronen spaltbaren Isotopen enthält, schnelle Neutronen nachweisen, so muß man durch eine Abschirmung aus Bor und Kadmium die langsamen Neutronen sehr sorgfältig von der Kammer fernhalten.

Zum Nachweis schneller Neutronen verwendet man besser Schichten aus einem Stoff, der nur beim Einfang schneller Neutronen gespalten wird, deren Energie einen bestimmten Schwellenwert übersteigt. So registrieren Kammern mit Schichten aus U^{238} oder Th^{232} nur Neutronen mit $E_n > 1$ MeV. Zum Nachweis sehr schneller Neutronen verwendet man Kammern mit Bi-Schichten, welches bei Bestrahlung mit Neutronen von mehr als 25 MeV gespalten wird. Man kann auch Stoffe mit noch höherer Spaltungsschwelle verwenden, z. B. Pb, Tl, Pt, aber die Spaltungsquerschnitte dieser Stoffe sind noch kleiner als der des Bi (für diesen liegt er in der Größenordnung einiger Millibarn), und der Wirkungsgrad von Kammern mit solchen Schichten ist sehr klein, so daß sie nur im Fall sehr intensiver Neutronenbündel verwendet werden können.

§ 19. Radioaktive Indikatoren

Die Absorption von Neutronen durch stabile Kerne führt sehr häufig zur Bildung radioaktiver Kerne. Diese Tatsache wird zum Nachweis der Neutronen und zur Messung des Neutronenflusses (oder der Neutronendichte) benutzt. Bei der Bestrahlung einer Substanz mit Neutronen bilden sich in ihr radioaktive Kerne, und zwar um so mehr, je größer die Intensität des Neutronenflusses durch die Substanz ist. Folglich kann man die Aktivität der bestrahlten Probe (die Anzahl der Zerfallsakte pro Zeiteinheit) als Maß für die Intensität des Neutronenflusses während der Bestrahlung ansehen. Die Stoffe, die zum Nachweis von Neutronen mittels der Beobachtung der in ihnen hervorgerufenen Radioaktivität benutzt werden, bezeichnet man als radioaktive Indikatoren. Zur Messung des Neutronenflusses setzt man eine geringe Menge des Stoffes, gewöhnlich in Form einer dünnen Schicht (Indikator), einige Zeit der Bestrahlung durch den zu untersuchenden Neutronenfluß aus, entfernt dann den Indikator aus dem Neutronenfluß und bringt ihn in die Nähe einer Ionisationskammer oder eines Zählrohrs, mit deren Hilfe man die Radioaktivität mißt.

Mit radioaktiven Indikatoren läßt sich ziemlich einfach die relative Intensität verschiedener Neutronenflüsse bestimmen, falls sie gleiche spektrale Zusammensetzung aufweisen. Wesentlich komplizierter ist eine Absolutmessung des Neutronenflusses, d. h. die Bestimmung der absoluten Zahl der Neutronen, die pro Zeiteinheit den Indikator durchsetzt.

Der Zusammenhang zwischen der Aktivität des Indikators und der Intensität des Neutronenflusses läßt sich folgendermaßen ermitteln. Wird ein Indikator unendlich lange in einem vorgegebenen Neutronenfluß bestrahlt, so muß sich in ihm ein radioaktives Gleichgewicht einstellen, d. h., die Zahl der pro Zeiteinheit entstehenden radioaktiven Kerne, die der Zahl der Neutroneneinfänge im Indikator entspricht, muß gleich der Zahl der Zerfallsakte im Indikator sein. Die Gleichgewichtsaktivität des Indikators wird gewöhnlich als Sättigungsaktivität bezeichnet. Somit ist die Sättigungsaktivität des Indikators zahlenmäßig gleich der Zahl der Neutroneneinfänge im Indikator pro Zeiteinheit.

Es sei ein ebener Indikator senkrecht zu einem parallelen Neutronenbündel angeordnet. Wenn die Dicke des Indikators in dem Sinne klein ist, daß ein kleiner Teil der durch den Indikator hindurchtretenden Neutronen eingefangen wird und somit das Neutronenbündel in ihm praktisch nicht geschwächt wird, so ergibt sich die Zahl der Neutroneneinfänge A_0 pro cm^2 des Indikators zu

$$A_0 = f n \sigma x;$$

hier ist f die Dichte des Neutronenflusses, d. h. Anzahl der Neutronen, die pro Zeiteinheit durch ein cm^2 des Indikators hindurchtritt, σ der Einfangsquerschnitt pro Atom und x die Dicke des Indikators. Die Größen n und x sind gewöhnlich gut bekannt; also läuft die Bestimmung des Flusses f auf die Messung der Aktivität A_0 hinaus.

Wird der Indikator im Bündel so gedreht, daß die Indikatornormale mit dem Bündel den Winkel φ bildet, so entfällt auf 1 cm^2 Indikatorfläche ein Bündelquerschnitt von $1 \cdot \cos\varphi$, d. h., die Indikatorfläche wird von einer geringeren Neutronenzahl durchsetzt. Dafür aber wird die Dicke des Indikators in Richtung des Bündels um ebensoviel größer, sie wird nämlich $\frac{x}{\cos\varphi}$ betragen. Folglich hängt die Aktivität von 1 cm^2 eines dünnen Indikators nicht von seiner Orientierung zum Neutronenbündel ab, sondern ist nur durch die Neutronenflußdichte f gegeben.

Häufig wird der Indikator in einem diffusen Neutronenfluß bestrahlt (z. B. im Innern eines Moderators). In diesem Fall gilt offenbar für die Abhängigkeit der Aktivität A vom Fluß f die gleiche Formel, nur daß hier die Größe f die Anzahl der Neutronen angibt, die in allen Richtungen und beiden Seiten durch 1 cm^2 der Indikatoroberfläche hindurchtreten.

Ist die Schwächung des Neutronenbündels durch den Indikator nicht vernachlässigbar, so wird seine Aktivität bei Bestrahlung mit einem senkrecht einfallenden Neutronenbündel durch folgende Formel gegeben:

$$A_0 = f(1 - e^{-n\sigma x}).$$

Für einen unter dem Winkel φ gegen das Bündel geneigten Indikator ergibt sich, wenn man die Änderung des Bündelquerschnitts und der Indikatordicke beachtet:

$$A_0 = f \cos\varphi \left(1 - e^{-\frac{n\sigma x}{\cos\varphi}}\right). \tag{3.6}$$

Um den Zusammenhang zwischen Aktivität A_0 und Flußdichte f für einen dicken Indikator im diffusen Neutronenfluß zu erhalten, muß man Gleichung (3.6) integrieren und über alle Winkel φ mitteln. Trotzdem erhält man hierdurch keine eindeutige Aussage über die Abhängigkeit der Größe f von A, da ein dicker Indikator im Inneren eines Moderators (diffuser Neutronenfluß) die Neutronenverteilung stört, wobei die Art dieser Störung nicht nur vom Indikator, sondern auch von den Eigenschaften des Moderators abhängt.

Zur Absolutmessung eines Neutronenflusses muß man offensichtlich dünne Indikatoren benutzen. Relativmessungen können auch mit dicken Indikatoren vorgenommen werden, wenn nur für gleichbleibende Versuchsbedingungen gesorgt wird.

Die Sättigungsaktivität A_0 eines Indikators läßt sich nur dann ermitteln, wenn die Halbwertszeit der Indikatoraktivität nicht sehr groß ist und die Möglichkeit besteht, die Bestrahlung über einen Zeitraum zu erstrecken, der einige Halbwertszeiten beträgt. Um eine Aktivität des Indikators von $0{,}98\,A_0$ zu erreichen, ist z. B. eine Bestrahlungsdauer von etwa $6\,T$ (T = Halbwertszeit) notwendig.

Das Anwachsen der Aktivität eines Indikators bei Bestrahlung in einem konstanten Neutronenfluß folgt dem Gesetz

$$A(t) = A_0(1 - e^{-\lambda t}) = A_0\left(1 - e^{-\frac{t \ln 2}{T}}\right),$$

wobei t die Bestrahlungsdauer, $A(t)$ die Aktivität im entsprechenden Zeitpunkt und $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$ die Zerfallskonstante der Indikatoraktivität ist.

Ist die Halbwertszeit des Indikators bekannt, so braucht man zur Bestimmung der Sättigungsaktivität nicht allzu lange bestrahlen, da man diese aus der Aktivität zu einer beliebigen Zeit $A(t)$ berechnen kann:

$$A_0 = \frac{A(t)}{1 - e^{-\lambda t}}.$$

Ist die Halbwertszeit des Indikators nicht sehr groß, so kann sich seine Aktivität vom Ende der Bestrahlung bis zum Beginn der Messung wesentlich ändern. Wenn vom Ende der Bestrahlung bis zum Beginn der Messung die Zeit t_1 vergeht, so mißt man die Aktivität $A_1(t_1) = A(t)\, e^{-\lambda t_1}$. Berücksichtigt man sowohl die Bestrahlungszeit wie auch die Zwischenzeit t_1, so erhält man folgenden Zusammenhang zwischen der gemessenen und der Sättigungsaktivität:

$$A_0 = A(t, t_1)\frac{e^{-\lambda t_1}}{1 - e^{-\lambda t}},$$

wobei t die Bestrahlungsdauer und t_1 die Zeit vom Ende der Bestrahlung bis zum Beginn der Messung ist.

Die bei Bestrahlung eines Indikators mit Neutronen erzeugte Aktivität ist gewöhnlich eine β-Aktivität (Elektronenemission). Für Relativmessungen ist die Kenntnis des Absolutwertes der Aktivität nicht unbedingt notwendig, daher kann man sich auf eine Messung der Zahl der Elektronen (oder γ-Quanten) unter beliebigen Bedingungen beschränken, die aber von Messung zu Messung gleich bleiben müssen. Eine Absolutbestimmung des Wertes der β-Aktivität ist dagegen relativ kompliziert, weil die Zerfallselektronen verschiedene, u. a. auch sehr kleine Energien besitzen. Die Wände der Elektronenzählrohre und die Indikatoren selbst haben eine endliche Dicke. In ihnen werden die β-Teilchen abgebremst oder gestreut und gelangen nicht in das Zählrohr. Daher ist der Zusammenhang zwischen der gemessenen Teilchenzahl und der Aktivität stark von den Meßbedingungen abhängig und in der Praxis immer sehr verwickelt. Ist die Dicke des Indikators und der Zählrohrwand gering (nicht größer als 1—2 mg/cm^2), so kann der Absolutwert der Aktivität eines Indikators mit nicht sehr weichem β-Spektrum folgendermaßen gemessen werden. Der Indikator und das Zählrohr werden in einigem Abstand voneinander angeordnet, und ein β-Strahl wird so ausgeblendet, daß der Raumwinkel zwischen Indikator und Blendenöffnung genau berechnet werden kann. Alle Teilchen, die durch die Blendenöffnung fliegen, müssen in den Arbeitsraum des Zählers gelangen, d. h., die Abmessungen des Zählrohrs müssen größer sein als die der Blendenöffnung. Ist der Raumwinkel bekannt, so hat man beim Übergang von der gezählten Zahl der β-Teilchen zur Aktivität noch eine Korrektur anzubringen, die die Absorption und Streuung berücksichtigt. Hierbei benutzt man häufig die Tatsache, daß die Absorption der β-Teilchen annähernd einem Exponentialgesetz folgt: $I = I_0\, e^{-\mu x}$ (I — Intensität mit einem Filter der Dicke x g/cm^2, I_0 — Intensität ohne Filter, μ — Absorptionskoeffizient in cm^2/g). Für Aluminium gilt annähernd die empirische Formel [15] : $\mu = \frac{22}{E^{1,33}}$, wobei μ in cm^2/g und die Grenzenergie E des β-Spektrums in MeV einzusetzen ist. Unter Verwendung dieser empirischen Gesetzmäßigkeiten kann man aus der gemessenen Teilchenzahl I die Gesamtzahl der Teilchen I_0 berechnen, die Anfangsrichtungen innerhalb des Arbeitswinkels innehatten, wenn man für x die Summe der Dicke der Stoffschicht zwischen Indikator und Zählrohr und der halben Dicke der Quelle setzt. Der Absorptionskoeffizient μ kann jedesmal experimentell ermittelt werden, indem ein Teil der Absorptionskurve ausgemessen wird. Es sei jedoch erwähnt, daß eine auf diese Art angebrachte Korrektur für Absorption und Streuung nicht sehr genau ist. Ausführliche Untersuchungen der Absorption von β-Teilchen [16] zeigen, daß bei kleiner Dicke die Absorptionskurve schneller abfällt als nach dem Exponentialgesetz, das größerer Dicke entspricht. Außerdem unterscheidet sich die Absorption im Indikator selbst wesentlich von der Absorption in der Zählerwand. Im Bereich kleiner Indikatordicken zeigt sich sogar ein Intensitätsanstieg bei Vergrößerung der Dicke und gleichbleibender Aktivität des Indikators; erst bei weiterer Vergrößerung der Dicke sinkt die Intensität ab.

Zuverlässiger läßt sich die Indikatoraktivität nach der β-γ-Koinzidenzmethode bestimmen [17]. Diese Methode ist jedoch nur dann anwendbar, wenn

der β-Zerfall mit der Emission von γ-Strahlen gekoppelt ist und das Zerfallsschema als bekannt vorausgesetzt werden kann. Außerdem erfordert diese Methode größere Aktivitäten des Indikators.

Die zuverlässigste und bequemste Methode zur Messung der β-Aktivität besteht anscheinend darin, daß der Indikator direkt in das Zählrohr eingebracht und dort so angeordnet wird, daß jedes emittierte β-Teilchen registriert wird. Als Beispiel für die praktische Durchführung dieses Verfahrens sei die Arbeit von COHEN [18] angeführt, in der das aktive Präparat zwischen zwei aneinanderstoßende Zählrohre angeordnet wurde.

Die Spektralempfindlichkeit eines Indikators, d. h. die Abhängigkeit seines Wirkungsgrades von der Neutronenenergie, ist durch den Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang σ und die Dicke des Indikators gegeben. Für dünne Indikatoren ist der Wirkungsgrad dem Querschnitt proportional, da $A_0 = f n \sigma x$ ist; er hängt also genau so von der Neutronenenergie ab wie der Querschnitt σ.

Für dicke Indikatoren ist die Abhängigkeit der Größe A_0 vom Einfangsquerschnitt komplizierter. Fällt das Neutronenbündel senkrecht auf den Indikator, so gilt

$$A_0 = f(1 - e^{-n\sigma x}),$$

und der Wirkungsgrad für Neutronen verschiedener Energie ergibt sich ebenfalls aus dieser Formel. Ist der Indikator so dick, daß $n\sigma x \gg 1$ wird, so werden praktisch alle auf den Indikator auftreffenden Neutronen eingefangen, und sein Wirkungsgrad liegt bei Eins (100 %).

Ein typischer Indikator ist Gold, das durch die Reaktion Au^{197} (n, γ) Au^{198} in radioaktives Gold Au^{198} umgewandelt wird; Au^{198} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,7 Tagen und emittiert Elektronen mit einer Grenzenergie von 0,97 MeV und γ-Strahlen mit einer Energie von 0,411 MeV. Die Abhängigkeit des Neutroneneinfangsquerschnittes von der Neutronenenergie E_n ist in Abb. 84 dargestellt.

Im Bereich kleiner Energien (unter 1 eV), also auch im thermischen Gebiet, ist der Querschnitt proportional $E_n^{-\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{v}$ und beträgt für Neutronen mittlerer thermischer Energie $\left(\frac{3kT}{2} = 0{,}04\,\text{eV bei Zimmertemperatur}\right)$ 95 barn. Bei $E_n = 4{,}9$ eV zeigt sich ein scharfes Resonanzmaximum des Einfangsquerschnitts, wobei dieser einen Maximalwert von $\sigma_0 = 3000$ barn erreicht.

Die meisten starken Absorber, die als Indikatoren für langsame Neutronen verwendet werden, sind durch einen ähnlichen Verlauf von $\sigma(E_n)$ charakterisiert. Die Lage des Resonanzmaximums ist zwar verschieden, z. B. liegt es für Rhodium bei 1,28 eV, jedoch entspricht ihm gewöhnlich eine Energie von etwa 1 eV. Der Querschnitt verschiedener Indikatoren im thermischen Bereich ändert sich mit der Energie nach dem gleichen $\frac{1}{v}$-Gesetz. Bei einigen Indikatoren treten mehrere Resonanzmaxima auf, z. B. bei Indium. Somit besitzen Indikatoren für langsame Neutronen einen hohen Wirkungsgrad erstens für thermische Neutronen und zweitens für Resonanzneutronen, die eine für jeden

Indikator charakteristische Energie (in der Größenordnung von 1 eV) haben. Befindet sich der Indikator im Neutronenstrom ohne jede Abschirmung, so wird er sowohl durch thermische als auch durch Resonanzneutronen aktiviert. Die thermischen Neutronen aber können mittels einer dünnen Kadmiumschicht (einige zehntel Millimeter) abgeschirmt werden, da Kadmium sehr stark thermische Neutronen absorbiert. Ein mit Kadmium abgeschirmter Indikator wird vorwiegend durch Resonanzneutronen aktiviert, die eine annähernd monochromatische Gruppe bilden, da die Resonanzkurve gewöhnlich schmal ist (etwa 0,1 eV). Somit kann man bei Verwendung von Kadmiumfolie Indikatoren zum getrennten Nachweis von thermischen und Resonanzneutronen benutzen.

Die Differenz der Aktivitäten eines Indikators, die mit und ohne Kadmium gemessen wurden, entspricht der Aktivität, die durch langsame, von Kadmium

Abb. 84. Querschnitt von Gold für langsame Neutronen

absorbierte Neutronen hervorgerufen wird, d. h. hauptsächlich der durch thermische Neutronen erzeugten Aktivität. Der Indikator kann also auch zum Nachweis thermischer Neutronen, getrennt von Resonanzneutronen, herangezogen werden, wobei der Effekt der Resonanzneutronen durch eine Ergänzungsmessung ausgeschlossen wird.

Man kann radioaktive Indikatoren auch zum Nachweis schneller Neutronen benutzen. Hierfür hat man Indikatoren zu wählen, für welche die Aktivität in einer endothermen Reaktion erzeugt wird. Diese besitzt einen bestimmten Schwellenwert und kann daher nicht durch langsame Neutronen eingeleitet werden. Ein Schwellenwertindikator wird nur durch Neutronen aktiviert, deren Energie den Schwellenwert übersteigt. Die Empfindlichkeit eines solchen Indikators für Neutronen verschiedener Energien, über dem Schwellenwert, hängt vom entsprechenden Reaktionsquerschnitt ab. Je größer der Schwellen-

Tabelle 10. Kernreaktionen mit schnellen Neutronen

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
a) Die Reaktion (n, p)						
Li^{6}	He^{6}	0,83 sec	−2,75	$6{,}7 \pm 0{,}8$	14,1	[19]
				6 ± 2	14,0	[20]
N^{14}	C^{14}	5720 Jahre	+0,6	70	2,0	[21]
				150	3,6	[21]
O^{16}	N^{16}	7,3 sec	−9,35	8 ± 16	4 − 12	[22]
				35	14,1	[23]
				49 ± 24	14,5	[24]
				0,014	S. R. N. *)	[25]
F^{19}	O^{19}	30 sec	−4,5	89 ± 30	14,0	[26]
				135 ± 47	14,5	[24]
				0,5	S. R. N.	[25]
Na^{23}	Ne^{23}	40 sec	−4,3	0,7	S. R. N.	[25]
				$33{,}9 \pm 15{,}3$	14,5	[24]
Mg^{24}	Na^{24}	14,8 Std.	−4,7	1,0	S. R. N.	[25]
				39 ± 4	4 − 12	[22]
				191 ± 34	14,5	[24]
Mg^{25}	Na^{25}	62 sec	−2,9	2,0	S. R. N.	[25]
				$44{,}9 \pm 18$	14,5	[24]
Al^{27}	Mg^{27}	10,2 min	−1,8	2,8	S. R. N.	[25]
				$25 \pm 2{,}5$	4 − 12	[22]
				79 ± 6	14,1	[27]
				$52{,}4 \pm 9{,}5$	14,5	[24]
Si^{28}	Al^{28}	2,4 min	−4,0	4	S. R. N.	[25]
				45 ± 5	4 − 12	[22]
				220 ± 51	14,5	[24]
Si^{29}	Al^{29}	6,7 min	−2,9	2,7	S. R. N.	[25]
				36 ± 6	4 − 12	[22]
				101 ± 30	14,5	[24]
P^{31}	Si^{31}	2,7 Std.	−1,0	19	S. R. N.	[25]
				120 ± 12	4 − 12	[22]
				91 ± 9	14,1	[27]
				$64{,}2 \pm 8{,}4$	14,5	[24]
S^{32}	P^{32}	14,3 Tg.	−0,95	30	S. R. N.	[25]
				285 ± 15	4 − 12	[22]
				370 ± 44	14,5	[24]
S^{34}	P^{34}	12,4 sec	−4,3	85 ± 38	14,5	[24]

*) S. R. N. — schnelle Reaktorneutronen

Tabelle 10. Fortsetzung

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
Cl^{37}	S^{37}	5 min	−3,5	0,24	S. R. N.	[25]
				33,4 ± 6,7	14,5	[24]
Cl^{35}	S^{35}	87 Tg.	−0,7	16	S. R. N.	[25]
K^{41}	Ar^{41}	110 min	−1,45	81 ± 32	14,5	[24]
Ca^{42}	K^{42}	12,5 Std.	−2,61	120 ± 12	4 − 12	[22]
Ti^{48}	Sc^{48}	1,8 Tg.	−2,51	23 ± 4	4 − 12	[22]
				93 ± 33	14,5	[24]
Ti^{49}	Sc^{49}	57 min	—	6,6 ± 0,7	4 − 12	[22]
V^{51}	Ti^{51}	6 min	−0,8	27 ± 4	14,5	[24]
Cr^{52}	V^{52}	3,9 min	−1,9	15 ± 1,5	4 − 12	[22]
				78 ± 11	14,5	[24]
Fe^{56}	Mn^{56}	2,6 Std.	−2,9	18,5 ± 15	4 − 12	[22]
				72 ± 66	6 − 13,0	[22]
				94 ± 87	6 − 13,8	[22]
				124 ± 12	14,1	[27]
				97 ± 12	14,5	[22]
Ni^{61}	Co^{61}	1,75 Std.	−0,46	182 ± 26	14,5	[24]
Cu^{65}	Ni^{65}	2,6 Std.	—	3,2 ± 13	4 − 12	[22]
				28,6 ± 9	6 − 13,8	[22]
				19 ± 4	14,1	[27]
Zn^{64}	Cu^{64}	12 Std.	−0,96	386 ± 58	14,5	[24]
Zn^{66}	Cu^{66}	5 min	−2,2	11 ± 1	4 − 12	[22]
				58,3 ± 16,3	6 − 13	[22]
				61,9 ± 17,2	6 − 13,8	[22]
				101 ± 17	14,5	[24]
Ga^{69}	Zn^{69}	14 Std.	−0,06	24,2 ± 12,3	14,5	[24]
Ge^{70}	Ga^{70}	20 min	−0,85	14,5 ± 2,2	4 − 12	[22]
				47,9 ± 10,2	6 − 13	[22]
				71,3 ± 14,6	6 − 13,8	[22]
				129 ± 64	14,5	[24]
Ge^{72}	Ga^{72}	14 Std.	−3,2	65,2 ± 26	14,5	[24]
Ge^{73}	Ga^{73}	5 Std.	−0,6	136,6 ± 68	14,5	[24]
As^{75}	Ge^{75}	82 min	−0,4	11,8 ± 2,4	14,5	[24]
Se^{76}	As^{76}	26,8 Std.	—	16,5 ± 1,7	4 − 12	[22]
				33,3 ± 3	6,0 − 13,8	[22]
Se^{77}	As^{77}	40 Std.	+0,1	45,2 ± 33	14,5	[24]
Pb^{87}	Kr^{87}	78 min	—	2	4 − 12	[22]
Sr^{88}	Rb^{88}	17 min	−4,2	0,93 ± 0,8	4 − 12	[22]
				17,7 ± 3,5	14,5	[24]

Tabelle 10. Fortsetzung

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
Zr^{90}	Y^{90}	61 Std.	−1,4	3,1 ± 1	4 − 12	[22]
				247 ± 99	14,5	[24]
Zr^{94}	Y^{94}	16,5 min	−4,6	10,6 ± 4,2	14,5	[24]
Mo^{97}	Nb^{97}	76 min	−1,0	17,9 ± 1,7	6 − 13,8	[22]
				108 ± 54	14,5	[24]
Ru^{101}	Te^{101}	15 min	−0,5	1,99 ± 1,4	14,5	[24]
Pd^{104}	Rh^{104}	42 sec	−1,92	132 ± 66	14,5	[24]
Pd^{105}	Rh^{105}	36,5 Std.	0,0	743 ± 520	14,5	[24]
Ag^{109}	Pd^{109}	14 Std.	—	2,0 ± 0,6	4 − 12	[22]
				5,9 ± 2,8	6 − 13	[22]
				7,5 ± 3,7	6 − 13,8	[22]
Sn^{117}	In^{117}	117 min	—	0,80 ± 0,09	6 − 13,8	[22]
J^{127}	Te^{127}	9,3 Std.	0,0	6,91 ± 6,91	6 − 13,8	[22]
				≧ 231 ± 139	14,5	[24]
Ba^{138}	Cs^{138}	3,3 min	−1,8	6,3 ± 2,2	14,5	[24]
La^{139}	Ba^{139}	85 min	−1,47	1,1 ± 1,1	6 − 13,8	[22]
				5,7 ± 2,4	14,5	[24]
Tl^{205}	Hg^{205}	6 min	−0,8	3,05 ± 1,52	14,5	[24]
Pb^{208}	Tl^{208}	3,1 min	−4,2	0,96 ± 0,96	14,4	[24]
Bi^{209}	Pb^{209}	3,3 Std.	+0,147	~0,3	3,0	[28]

b) Die Reaktion (n, α)

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
Li^{6}	H^{3}	12,5 Jahre	+4,78	188 ± 25	2,49	[29]
				26 ± 3,6	14,2	[29]
				320 ± 60	1,5	[30]
				270 ± 40	2,0	[30]
				26 ± 4	14,0	[20]
Be^{9}	He^{6}	0,83 sec	−0,8	45	2,8	[31]
				10	S. R. N.	[25]
				10 ± 1	14,0	[20]
B^{11}	Li^{8}	0,89 sec	−6,63	0,085	S. R. N.	[25]
F^{19}	N^{16}	7,5 sec	−1,57	4,5	S. R. N.	[25]
Na^{23}	F^{20}	11,6 sec	−3,86	0,4	S. R. N.	[25]
Al^{27}	Na^{24}	14,8 Std.	+2,3	0,6	S. R. N.	[25]
				135 ± 10	14,1	[27]
				78,9 ± 16	14,5	[24]
Si^{30}	Mg^{27}	10 min	−4,2	45,9 ± 25,2	14,5	[24]

Tabelle 10. Fortsetzung

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
P^{31}	Al^{28}	2,4 min	−0,85	1,43	S.R.N.	[25]
				146 ± 29	14,5	[24]
S^{34}	Si^{31}	2,7 Std.	+2,2	138 ± 35	14,5	[24]
Cl^{35}	P^{32}	14 Tg.	+0,63	11 ± 1	3	[32]
				30 ± 3	3,5	[32]
				61 ± 5	4,0	[32]
				3,0	S.R.N.	[25]
				191 ± 31	14,5	[24]
Cl^{37}	P^{34}	12,4 sec	−1,32	$52{,}4 \pm 26{,}2$	14,5	[24]
K^{41}	Ar^{38}	38 min	−0,83	$31{,}4 \pm 11$	14,5	[24]
V^{51}	Sc^{48}	1,8 Tg.	−0,95	0,08	S.R.N.	[25]
				$28{,}6 \pm 12$	14,5	[24]
Mn^{55}	V^{52}	3,9 min	+0,04	$52{,}5 \pm 8$	14,5	[24]
Co^{59}	Mn^{56}	2,6 Std.	+1,0	$31{,}1 \pm 8$	14,5	[24]
Ga^{69}	Cu^{66}	5 min	+1,42	105 ± 57	14,5	[24]
Ge^{74}	Zn^{71}	2,2 min	−0,22	$14{,}9 \pm 6$	14,5	[24]
As^{75}	Ga^{72}	14,2 Std.	+0,95	$12{,}3 \pm 2{,}2$	14,5	[24]
Se^{80}	Ge^{77}	12 Std.	−1,4	$37{,}7 \pm 16$	14,5	[24]
Br^{81}	As^{78}	90 min	−1,0	103 ± 21	14,5	[24]
Rb^{87}	Br^{84}	33 min	+0,42	$38{,}9 \pm 16{,}3$	14,5	[24]
Sr^{88}	Kr^{85}	4,5 Std.	+1,57	$\leqq 64 \pm 19$	14,5	[24]
Y^{89}	Rb^{86}	19 Tg.	+2,6	$69{,}7 \pm 42$	14,5	[24]
Zr^{90}	Sr^{87}	2,75 Std.	+3,66	$\leqq 194 \pm 107$	14,5	[24]
Rh^{103}	Tc^{100}	80 sec	+4,2	$63{,}0 \pm 25$	14,5	[24]
Pd^{110}	Ru^{107}	3 min	+2,13	$13{,}8 \pm 6{,}2$	14,5	[24]
J^{127}	Sb^{124}	20 min	+3,85	$18{,}4 \pm 3$	14,5	[24]
Ce^{140}	Ba^{137}	2,6 min	+3,9	$12{,}1 \pm 6$	14,5	[24]
Sm^{152}	Nd^{149}	1,7 Std.	+4,98	$8{,}9 \pm 5$	14,5	[24]
Bi^{209}	Tl^{206}	4 min	+7,5	0,3	3	[28]
				$1{,}2 \pm 1$	14,5	[24]

c) Die Reaktion (n, 2n)

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
N^{14}	N^{13}	9,9 min	−10,9	$0{,}255 \pm 0{,}02$	4 − 12	[22]
				$1{,}9 \pm 1{,}9$	10,7 − 13,8	[22]
				5,67 ± 0,8ß	14,5	[24]

Tabelle 10. Fortsetzung

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
F^{19}	F^{18}	1,8 Std.	−10,3	2,27 ± 0,23	4 − 12	[22]
				10,4 ± 10,4	10,4 − 13,8	[22]
				60,6 ± 18,2	14,5	[24]
P^{31}	P^{30}	2,55 min	−12,4	14,4 ± 1,5	4 − 12	[22]
Cl^{35}	Cl^{34}	33 min	−13,2	3,47 ± 1,56	14,5	[24]
K^{39}	K^{38}	7,7 min	−13,2	9 ± 9	13,2 − 13,8	[22]
				10 ± 5,5	14,5	[24]
Sc^{45}	Sc^{44}	3,9 Std.	—	39 ± 39	9,2 − 13,8	[22]
Ti^{46}	Ti^{45}	3,08 Std.	—	≧ 7,7 ± 0,8	4 − 12	[22]
				53 ± 4,2	10 − 13,8	[22]
Cr^{50}	Cr^{49}	42 min	—	1,07 ± 0,15	4 − 12	[22]
Fe^{54}	Fe^{53}	8,9 min	—	< 2,0	4 − 12	[22]
Ni^{58}	Ni^{57}	36 Std.	−11,7	2,9 ± 0,7	4 − 12	[22]
				40,6 ± 12,2	14,5	[24]
Cu^{63}	Cu^{62}	10 min	−10,9	19,6 ± 2	4 − 12	[22]
				360 ± 248	10,9 − 13	[22]
				314 ± 218	10,9 − 13,8	[22]
				350 ± 25	14,0	[27]
				510 ± 36	14,1	[27]
				482 ± 72	14,5	[24]
Cu^{65}	Cu^{64}	12 Std.	−10,2	970 ± 78	14,1	[27]
				1085 ± 175	14,5	[24]
Zn^{64}	Zn^{63}	38 min	−11,8	1,6 ± 0,4	4 − 12	[22]
				72 ± 35	11,8 − 13,0	[22]
				190 ± 93	11,8 − 13,8	[22]
				224 ± 45	14,5	[24]
Ga^{69}	Ga^{68}	68 min	−10,2	25,8 ± 0,4	4 − 12	[22]
				252 ± 165	14,5	[24]
Ga^{71}	Ga^{70}	20 min	−10,2	700 ± 105	14,5	[24]
Ge^{70}	Ge^{69}	40 Std.	−9,2	500 ± 103	11,0 − 13,0	[22]
				396 ± 82	11,0 − 13,8	[22]
				666 ± 230	14,5	[24]
Ge^{76}	Ge^{75}	82 min	−9,5	1820 ± 546	14,5	[24]
As^{75}	As^{74}	17 Tg.	−10,3	50 ± 10	4 − 12	[22]
				545 ± 158	14,5	[24]
Se^{82}	Se^{81}	59 min	−9,8	≧ 1500 ± 500		
Br^{79}	Br^{78}	6,4 min	−10,7	587 ± 296	10,7 − 13,0	[22]
				386 ± 195	10,7 − 13,8	[22]
				1141 ± 285	14,5	[24]
Br^{81}	Br^{80}	4,4 Std.	−10,1	≧ 828 ± 166	14,5	[24]

Tabelle 10. Fortsetzung

Target-kern	Kern-produkt	Halbwerts-zeit	Reaktions-energie [MeV]	Querschnitt [Millibarn]	Neutronen-energie [MeV]	Literatur-quelle
Rb^{85}	Rb^{84}	6,5 Std.	—	4,0	4 — 12	[22]
Zr^{90}	Zr^{89}	4,5 min	— 12,0	14 ± 2	4 — 12	[22]
				128 ± 66	12,2 — 13,8	[22]
				≧ 79,8 ± 39,8	14,5	[24]
Mo^{92}	Mo^{91}	75 sec	— 13,3	190 ± 28	14,5	[24]
Mo^{100}	Mo^{99}	68 Std.	— 9,0	3790 ± 1890	14,5	[24]
Ru^{96}	Ru^{95}	1,6 Std.	— 8,7	478 ± 91	14,5	[24]
Ag^{107}	Ag^{106}	25 min	— 9,5	42 ± 3	4 — 12	[22]
				≧ 560 ± 56	14,1	[27]
				≧ 519 ± 26	14,5	[24]
Ag^{109}	Ag^{108}	2,3 min	— 9,3	1000 ± 100	14,1	[27]
				311 ± 155	14,5	[24]
Sb^{121}	Sb^{120}	1,5 min	— 9,3	40 ± 4	4 — 12	[22]
				≧ 656 ± 375	9,25 — 13,0	[22]
				≧ 380 ± 218	9,25 — 13,8	[22]
				≧ 750 ± 188	14,5	[24]
Sb^{123}	Sb^{122}	2,8 Tg.	— 9,1	1245 ± 312	14,5	[24]
Sn^{124}	Sn^{123}	40 min	—	≧ 471 ± 29	8,5 — 13,8	[22]
Te^{128}	Te^{127}	9,3 Std.	— 8,3	390 ± 127	8,5 — 13,8	[22]
				> 779 ± 234	14,5	[24]
Te^{130}	Te^{129}	72 min	— 8,3	653 ± 225	7,5 — 13,8	[22]
				599 ± 120	14,5	[24]
J^{127}	J^{126}	13 Tg.	— 9,4	587 ± 587	9,3 — 13,0	[22]
				463 ± 463	9,3 — 13,8	[22]
				1120 ± 390	14,5	[24]
				900 ± 110	12,3	[33]
				1300 ± 80	14,1	[33]
				940 ± 115	18,2	[33]
Pr^{141}	Pr^{140}	3,4 min	— 9,5	374 ± 374	9,4 — 13,8	[22]
				486 ± 486	9,4 — 13,0	[22]
				2060 ± 720	14,5	[24]
Sm^{154}	Sm^{153}	47 Std.	— 7,5	≧ 225 ± 90	14,5	[24]
Gd^{160}	Gd^{159}	18 Std.	— 7,5	1470 ± 810	14,5	[24]
Ho^{165}	Ho^{164}	39 min	—	350 ± 350	6,5 — 13,8	[22]
				1042 ± 1042	6,5 — 13,0	[22]
Ta^{181}	Ta^{180}	8 Std.	— 7,7	867 ± 217	14,5	[24]
Pt^{198}	Pt^{197}	18 Std.	— 8,0	2770 ± 1520	14,5	[24]
Au^{197}	Au^{196}	5,5 Tg.	— 8,0	1722 ± 465	14,5	[24]

wert der Reaktion ist, um so schnellere Neutronen können mit dem Indikator nachgewiesen werden.

Als Beispiel für die Verwendung eines Schwellenwertindikators sei die Arbeit von F. JOLIOT angeführt, in der bewiesen wurde, daß die Neutronen, die bei der Uranspaltung emittiert werden, schnelle Neutronen sind. Als Indikator für diese Neutronen diente die P^{32}-Aktivität, die in der Reaktion S^{32} (n, p) P^{32} entsteht. Die Reaktion hat einen Schwellenwert von etwa 0,9 MeV. Daher kann sich bei Bestrahlung von S^{32} mit Neutronen nur dann radioaktiver P^{32} bilden, wenn die Neutronenenergie größer als 0,9 MeV ist. JOLIOT mischte der Uranlösung, die mit langsamen Neutronen bestrahlt wurde (mit Photoneutronen, deren Energie unter dem Schwellenwert der Reaktion lag), Schwefel bei und stellte nach Abtrennung des Phosphors eine P^{32}-Aktivität fest, wodurch der Beweis erbracht wurde, daß bei der Uranspaltung schnelle Neutronen mit Energien von mehr als 0,9 MeV emittiert werden. Anderenfalls hätte sich nämlich kein radioaktiver P^{32} unter den Versuchsbedingungen bilden können.

Zum Nachweis sehr schneller Neutronen verwendete man oft Kohlenstoff als Schwellenwertindikator. Bei der Reaktion C^{12} (n, 2n) C^{11} entsteht im Kohlenstoff das positronenaktive Isotop C^{11}, das eine Halbwertszeit von 20 Minuten hat. Die Reaktion hat einen Schwellenwert von über 20 MeV. Der Reaktionsquerschnitt wächst zunächst an, erreicht bei einer Energie von etwa 60 MeV einen Wert von etwa 0,02 barn und bleibt dann annähernd konstant. Im Zusammenhang hiermit verwendet man Kohlenstoff als Indikator für sehr schnelle Neutronen, wie sie z. B. im BERKELEY-Phasotron erzeugt werden.

Zum Nachweis von Neutronen mit Energie von mehr als 10 MeV wird sehr häufig Kupfer verwendet, in dem sich in der Reaktion Cu^{63} (n, 2n) Cu^{62} (Schwellenwert etwa 10 MeV) radioaktives Cu^{62} bildet, dessen Halbwertszeit 10 Minuten beträgt. In Tab. 10 sind für die Reaktionen (n, p), (n, α) und (n, 2n) einige charakteristische Daten angegeben, die bei der Auswahl eines Schwellenwertindikators wesentlich sind. Die Tabelle wurde auf Bitte des Autors von ADAMTSCHUK und BRILL nach den in der Literatur vorhandenen Angaben zusammengestellt.

KAPITEL IV

WECHSELWIRKUNG DER NEUTRONEN MIT MATERIE

§ 20. Kräfte, die auf Neutronen wirken

Die Art der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Materie wird durch die Kräfte bestimmt, die zwischen Neutronen und Materieteilchen (Atomkerne und Elektronen) wirken. Am wichtigsten sind dabei die Kräfte, die zwischen Neutronen und Atomkernen wirken, die sogenannten Kernkräfte. Die Kräfte, die bei der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen auftreten, sind sehr klein. Da ein Neutron keine elektrische Ladung trägt, existiert zwischen ihm und einem Elektron keine COULOMB-Wechselwirkung. Dabei ist aber eine elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen nicht ausgeschlossen, da beide Teilchen ein magnetisches Moment aufweisen. Die Energie der magnetischen Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Elektron ergibt sich zu

$$U_\mu = \frac{\mu_e \mu_n}{r^3} = \frac{0{,}55 \cdot 10^{-31}}{r^3}\,\mathrm{eV}$$

(μ_e magnetisches Moment des Elektrons, μ_n — magnetisches Moment des Neutrons, r — Abstand zwischen beiden Teilchen). Die Energie U_μ erreicht für $r \approx 10^{-11}$ cm einen Wert, der dem Ionisationspotential von Atomen (etwa 10 eV) nahekommt. Man kann somit erwarten, daß Zusammenstöße zwischen Neutronen und Elektronen, die zur Ionisation der Atome führen, wegen der magnetischen Wechselwirkung vorkommen werden. Der Wirkungsquerschnitt solcher Zusammenstöße, der für ein im Atom locker gebundenes Elektron berechnet ist, ergibt sich zu etwa 10^{-22} cm². Dieser Querschnitt ist sehr klein im Vergleich zum Ionisationsquerschnitt für geladene Teilchen, welcher etwa dem „geometrischen" Querschnitt der Atome, nämlich $(10^{-8})^2 = 10^{-16}$ cm², gleichkommt. Daher haben Ionisationsstöße der Neutronen mit Atomen praktisch keinen Einfluß auf das Verhalten der Neutronen im Innern von Substanzen, d. h., sie sind für die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Materie unwesentlich. Die magnetische Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Elektron macht sich nur in speziellen Experimenten bei der Streuung von Neutronen in ferro- oder paramagnetischen Stoffen bemerkbar, wo die schwache, aber gleichsinnige Wirkung vieler Elektronen des Stoffes auf die Neutronen zu einer merklichen kohärenten Streuung führt und die Größe des Streuungsquerschnitts beeinflußt.

Das Vorhandensein eines magnetischen Momentes beim Neutron zeigt, daß das Neutron kein einheitliches neutrales Teilchen ist (es müßte in ihm eine

negative Ladung in Richtung des Spins rotieren). Nach der Mesonentheorie der Kernkräfte kann man sich das Neutron als System aus einem Proton und einem π^--Meson vorstellen, die sich in einem Abstand von etwa 10^{-13} cm zueinander befinden. Unabhängig von der Richtigkeit der Mesonentheorie folgt der Polarisationszustand des Neutrons, in dem eine mit relativ kleiner Masse verknüpfte negative Ladung um eine an größere Masse gebundene positive Ladung rotiert, zwingend aus der Existenz des magnetischen Momentes. In einem solchen Polarisationszustand muß das Neutron mit einem Elektron wie ein elektrischer Dipol mit einer elektrischen Ladung in Wechselwirkung treten. Diese Wechselwirkung unterscheidet sich von der Wechselwirkung zweier magnetischer Dipole dadurch, daß sie nur von der Elektronenladung und der (zeitlich gemittelten) Größe des Dipolmomentes des Neutrons abhängt, nicht aber von der Orientierung des Elektronenspins, während sich die magnetische Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Orientierung des Spins bald anziehend, bald abstoßend zeigt. Anders ausgedrückt, muß das Neutron nicht nur mit dem magnetischen Moment des Elektrons, sondern auch mit der Ladung desselben in Wechselwirkung treten. Es ist klar, daß das Dipolmoment des polarisierten Neutrons wegen des geringen Abstandes der Ladungen in ihm sehr klein ist; daher ist auch seine Wechselwirkung mit einem Elektron sehr klein.

Der erste Versuch zum experimentellen Nachweis dieser Wechselwirkung wurde von FERMI und MARSHALL [1] und fast gleichzeitig mit ihnen von RABI, RAINWATER und HAVENS [2] unternommen. Bei diesen Experimenten stellte sich heraus, daß die Wechselwirkung wirklich existiert, daß der Effekt jedoch an der Empfindlichkeitsgrenze der Meßmethode lag. Später erhielten HAMERMESH, RINGO und WATTENBERG [3] bei Wiederholung der Versuche von FERMI und MARSHALL genauere Resultate. Noch genauer waren die Ergebnisse von HUGHES u. a. [95]. Bei diesen Versuchen wurde die Wechselwirkung eines Neutrons mit der Elektronenladung nicht nur nachgewiesen, sondern auch quantitativ bestimmt.

Infolge der Kleinheit der Wechselwirkung erwies sich ihre Beobachtung als überaus schwierig. Der Versuch, die Wechselwirkung eines Neutrons mit einem einzelnen Elektron nachzuweisen, ist praktisch aussichtslos, weil erstens die Wechselwirkung sehr klein ist und weil sie zweitens durch die stärkere Wechselwirkung der magnetischen Momente überdeckt ist. Die Idee der Versuche von FERMI u. a. bestand darin, die Streuung der Neutronen an Atomen zu beobachten, die eine große Anzahl von Elektronen enthalten, deren magnetische Momente sich gegenseitig kompensierten. Bei den Versuchen von FERMI und MARSHALL wurde die Neutronenstreuung an gasförmigem Xenon untersucht.

Ist die Wellenlänge des Neutrons mit den Atomabmessungen vergleichbar, so ist die Amplitude der Neutronenstreuung am Atom, f_{At}, gleich der Summe der Amplituden für die Streuung am Kern und allen Elektronen des Atoms $f_{\text{At}} = f_{\text{K}} + f_{\text{El}}$. Die Streuamplitude eines einzelnen Elektrons sei gleich φ. Dann ist $f_{\text{El}} = z\varphi F(\lambda, \theta)$, wobei z die Anzahl der Elektronen im Atom und $F(\lambda, \theta)$ der Atomformfaktor ist, der eine Funktion der Neutronenwellenlänge λ und des Streuwinkels θ darstellt.

Der Atomformfaktor F hat im vorliegenden Fall die gleiche Bedeutung wie

bei der Streuung von Röntgenstrahlen, da durch ihn in beiden Fällen die Verteilung der Elektronenladungen berücksichtigt wird. Der differentielle Streuquerschnitt ist

$$d\sigma(\theta) = (f_K + f_{El})^2 \, d\omega.$$

Vernachlässigt man f_{El}^2 wegen seiner Kleinheit, so folgt

$$d\sigma(\theta) = (f_K^2 + 2 f_K f_{El}) \, d\omega = \big(f_K^2 + 2 f_K z \varphi F(\lambda, \theta)\big) \, d\omega.$$

Für thermische Neutronen, deren Streuung an Xenon bei den Versuchen von FERMI und MARSHALL untersucht wurde, ist die Kernstreuung (in Schwerpunktskoordinaten) isotrop; die Elektronenstreuung bringt dagegen eine Winkelabhängigkeit herein, die durch den Formfaktor $F(\lambda, \theta)$ bestimmt wird. Das Maß dieser Abhängigkeit wird durch die Anzahl der Elektronen z bestimmt; daher wurden als Streuzentren die Atome eines schweren Gases, nämlich des Xenons, gewählt. Die Verwendung eines kondensierten Streumediums ist unvorteilhaft, da hier zwischenatomare Interferenzen auftreten können, die zu einer Anisotropie der Streuung führen, die sich schlecht berücksichtigen läßt.

Bei den Versuchen wurden die differentiellen Streuquerschnitte für die Winkel 45° und 135° verglichen. Hätte die gesuchte Wechselwirkung mit den Elektronen nicht stattgefunden, so wären in Laboratoriumskoordinaten die Querschnitte $d\sigma_{45°}$ und $d\sigma_{135°}$ wegen der Bewegung des Schwerpunkts dennoch nicht gleich gewesen. Dieser Effekt wurde rechnerisch berücksichtigt. In den späteren Versuchen von HAMERMESH u. a. wurde er außerdem experimentell ermittelt, indem neben der Streuung an Xenon die Streuung an Krypton beobachtet wurde.

In den Versuchen von RABI u. a. wurde der gesamte Querschnitt von geschmolzenem Blei und Wismut in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Neutronen untersucht. Die Wellenlänge der untersuchten Neutronen wurde mit Hilfe eines Selektors mit moduliertem Zyklotron verändert. Neben der gesuchten Abhängigkeit des Querschnitts von λ, die durch die Veränderung des Formfaktors F bedingt ist, zeigte sich hier eine geringe Abhängigkeit des Streuquerschnitts infolge von zwischenatomaren Interferenzen, die rechnerisch berücksichtigt wurde. In den Untersuchungen von HUGHES u. a. wurde der Winkel der Totalreflexion von „kalten" Neutronen an der Trennfläche von Wismut und flüssigem Sauerstoff gemessen. Die Kernstreuamplituden waren für beide Medien pro Volumeneinheit fast gleich groß, und daher hing der Winkel der Totalreflexion hauptsächlich von der n — e-Wechselwirkung ab, die für Wismut stärker war als für Sauerstoff.

Die Ergebnisse der Untersuchungen wurden von den Autoren in Form des beobachteten Wechselwirkungspotentials zwischen Neutron und Elektron dargestellt. Diese Darstellung hängt damit zusammen, daß der Streuquerschnitt nicht vom detaillierten Verlauf des Potentials abhängt, da der Wechselwirkungsradius im Vergleich zur Wellenlänge des Neutrons klein ist, sondern nur vom Raumintegral der Potentialfunktion. Nimmt man an, daß das Potential die Form eines rechteckigen Topfes hat, dessen Halbmesser gleich dem klassischen Elektronenradius $r_0 = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm ist, so läßt sich die Größe der Wechselwirkung durch die Tiefe V_0 des Topfes charakterisieren.

RABI, RAINWATER und HAVENS erhielten $V_0 = 5300 \pm 1000$ eV, HAMERMESH, RINGO und WATTENBERG $V_0 = 4100 \pm 1000$ eV und HUGHES u. a. $V_0 = 3860 \pm 370$ eV. Alle Ergebnisse stimmen befriedigend überein.

Wie man sieht, sind die erhaltenen Werte selbst im Vergleich zum magnetischen Wechselwirkungspotential zwischen Neutronen und Elektronen sehr klein. Die Kenntnis der Größe V_0 ist nicht wegen des Einflusses der Wechselwirkung auf das Verhalten des Neutrons beim Durchgang durch Materie wichtig, sondern vielmehr wegen der Möglichkeit, unsere Vorstellungen über die „Struktur" des Neutrons zu erweitern. Die Mesonentheorie der Kernkräfte muß neben dem magnetischen Moment des Neutrons (und des Protons) auch diesen Potentialwert V_0 erklären. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß der Wert $V_0 \approx 4$ keV direkt aus dem magnetischen Moment des Neutrons μ_n berechnet werden kann, wenn man annimmt, daß das Neutron der DIRAC-Gleichung mit einem von μ_n abhängigen Zusatzglied gehorcht [4]. Mit anderen Worten, man kann $V_0 \approx 4$ keV der Wechselwirkung zwischen dem „zitternden" magnetischen Moment des Neutrons und dem Elektron zuschreiben.

Die Wechselwirkung der Neutronen mit Atomkernen ist wesentlich stärker. Sie hat entscheidende Bedeutung für das Schicksal der Neutronen bei ihrem Durchgang durch Materie. Diese Wechselwirkung ist durch Kräfte nicht-elektromagnetischer Natur bedingt, die als Kernkräfte bezeichnet werden.

Natürlich existiert zwischen Neutronen und Kernen auch eine magnetische Wechselwirkung, da die meisten Kerne von Null verschiedene magnetische Momente besitzen. Jedoch sind die magnetischen Momente der Kerne etwa tausendmal kleiner als das magnetische Moment des Elektrons (BOHRsches Magneton); daher ist die magnetische Wechselwirkung der Neutronen mit Kernen wesentlich kleiner als mit Elektronen, und im Vergleich zur Kernwechselwirkung kann man sie vollkommen vernachlässigen.

Somit ist das Verhalten der Neutronen bei ihrem Durchgang durch Materie fast ausschließlich durch ihre Wechselwirkung mit den Atomkernen bestimmt, die durch die Kernkräfte bedingt ist. Was die Kernkräfte betrifft, so ist vor allem die Tatsache bekannt, daß sich ihre Wirkung auf sehr kleine Entfernungen, von der Größenordnung 10^{-13} cm, erstreckt. Die Abhängigkeit der Kräfte von der Entfernung ist bis heute noch unbekannt. Für viele Erscheinungen ist nur die mittlere Größe des Kernpotentials wesentlich, und zwar unabhängig von der Art seiner Abhängigkeit von der Entfernung innerhalb der Reichweite der Kräfte. Daher benutzt man zur Charakterisierung des Kernpotentials häufig eine willkürliche Funktion $U(r)$, die die Form eines Potentialtopfes mit mehr oder weniger steil abfallenden Wänden hat, insbesondere die eines rechteckigen Topfes mit scharf abfallenden Wänden oder das sogenannte YUKAWA-Potential:

$$U(r) = \frac{A}{r} e^{-\frac{r}{a}}.$$

Der mittlere Wert des Kernpotentials beträgt etwa 20—30 MeV.

Die zwischen Neutronen und Atomkernen wirkenden Kräfte setzen sich aus Kräften n — p (zwischen Neutronen und Protonen) und Kräften n — n (zwischen zwei Neutronen) zusammen. Aus den Eigenschaften des Deuterons und

und der n — p-Streuung bei Energien von einigen MeV ist bekannt, daß die n — p-Kräfte von der Spinorientierung abhängen, d. h., sie sind für den Triplett- und den Singulettzustand des Systems n + p verschieden. Die Reichweite ist in beiden Zuständen von der Größenordnung 10^{-13} cm. Die genaue Form des Wechselwirkungspotentials ist für die Eigenschaften des Deuterons und für die n — p-Streuung bei Energien bis zu 10 MeV für so kleine Entfernungen unwesentlich. Aus der p — p-Streuung folgt, daß die Reichweite der p — p-Kernkräfte etwa $2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt. Nimmt man für die Reichweite der n — p-Kräfte den gleichen Wert an, und geht man von der Voraussetzung aus, daß das Potential die Form eines rechteckigen Topfes hat, so erhält man für die Tiefe U_0 des Topfes im Singulettzustand $U_0 = -11{,}5$ MeV und im Triplettzustand $U_0 = -21$ MeV.

Im Singulettzustand sind die n — p-Kräfte Zentralkräfte; im Triplettzustand treten zu den Zentralkräften Tensorkräfte, die bezüglich der Spins richtungsabhängig sind. Dies ergibt sich daraus, daß das Deuteron ein Quadrupolmoment hat (im Triplettzustand).

Die Streuung n — p zeigt bei Energien von einigen Hundert MeV eine sehr starke Wechselwirkung bei Entfernungen von etwa 10^{-13} cm. Wäre das Potential der n — p-Wechselwirkung tatsächlich ein Topfpotential mit einer Tiefe von etwa 20 MeV, so würde sich der n — p-Streuquerschnitt bei Energien von mehr als 100 MeV proportional zu $\frac{1}{E}$ ändern, wie dies aus der Bornschen Formel folgt (Bornsche Näherung). In Wirklichkeit nimmt der Querschnitt bei hohen Energien viel langsamer als $\frac{1}{E}$ ab. So beträgt z. B. der Gesamtquerschnitt bei $E = 220$ MeV 41 Millibarn und bei $E = 400$ MeV 34 Millibarn, d. h., er nimmt nur um 20 % ab, während die Energie sich fast verdoppelt.

Man vermutet, daß bei kleinen Entfernungen (kleiner als $1 \cdot 10^{-13}$ cm) sehr starke Abstoßungskräfte auftreten. Vorläufig ist es jedoch unmöglich, zutreffende Vorstellungen über die Art der n — p-Kräfte an Hand vorliegender Ergebnisse von Streuversuchen zu entwickeln, da diese außerordentlich kompliziert sind. Das Potential der n — p-Kräfte hängt nämlich erstens von der Entfernung, zweitens von der gegenseitigen Spinorientierung und drittens von der Richtung des resultierenden Spins (im Triplettzustand) relativ zum Radiusvektor, der beide Teilchen verbindet (Tensorkräfte), ab. Außerdem bestehen neben den gewöhnlichen Kräften auch n — p-Austauschkräfte, die allgemein auf andere Art von denselben Variablen abhängen. Somit kann das Potential der n — p-Kräfte in allgemeiner Form durch mindestens sechs unabhängige Summanden dargestellt werden, von denen jeder verschieden von r abhängt. Bei einer so großen Anzahl von Parametern ist es sehr schwer, diese zu bestimmen. Zweifellos haben aber, wenn auch nicht alle, so doch wenigstens einige dieser Potentiale sehr große Werte bei kleinen Abständen. Dies folgt besonders deutlich aus einer Analyse der p — p-Streuung.

Der Gesamtquerschnitt der Kernstreuung p — p ändert sich mit der Energie zwischen 150 und 400 MeV noch langsamer, und der differentielle Querschnitt hängt bis zu Energien von 400 MeV fast überhaupt nicht vom Streuwinkel ab.

Mit anderen Worten, eine Streuung unter großen Winkeln ist fast ebenso wahrscheinlich wie eine Streuung unter kleinen Winkeln. Eine solche Energieabhängigkeit des Gesamtquerschnittes und Winkelabhängigkeit des differentiellen Streuquerschnittes ist nur bei Vorhandensein eines sehr starken Wechselwirkungspotentials möglich. Da bisher kein Anlaß besteht, die Kernkräfte p — p verschieden von den Kräften n — p anzunehmen, und im Gegenteil viele Erscheinungen auf ihre Gleichheit für gleiche Zustände hinweisen, d. h. auf die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte, so ist die Annahme berechtigt, daß bei n — p-Wechselwirkungen für entsprechende Zustände ebenso große Kräfte wirken wie im Fall der p — p-Wechselwirkung. Die Folge der möglichen Zustände ist für das System n — p nicht irgendwie begrenzt, während für das System p — p eine Beschränkung durch das PAULI-Prinzip vorhanden ist. Infolgedessen ist die n — p-Streuung sowohl im Singulett- als auch im Triplettzustand bei beliebigem Wert des Bahnmomentes l möglich, während eine Streuung p — p nur im Singulettzustand bei geradem l (insbesondere für $l = 0$) und im Triplettzustand bei ungeradem l möglich ist. Somit widerspricht der Unterschied der Querschnitte für die n — p- bzw. p — p-Streuung nicht der Gleichheit der Kernkräfte n — p bzw. p — p.

Bezüglich der n — n-Kräfte liegen viel weniger unmittelbare Angaben vor als für die Kräfte n — p bzw. p — p. Es ist praktisch unmöglich, die Streuung von Neutronen an freien Neutronen zu beachten, da hierzu die erreichbaren Neutronendichten zu klein sind. Die Streuung von freien Neutronen an Kernneutronen gestattet es zwar, den Charakter der Wechselwirkung n — n festzustellen, sie tritt jedoch unvermeidlich gleichzeitig mit der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernprotonen auf und ist infolge von Interferenzerscheinungen kompliziert. Da die Wellenfunktionen des Kerns selbst im einfachsten Fall des Deuterons nicht genau bekannt sind, ist es ziemlich schwierig, die Wechselwirkungseffekte n — n und n — p voneinander zu trennen.

Man kann zu einer Vorstellung über die n — n-Kräfte gelangen, wenn man davon ausgeht, daß sie gleich den p — p-Kräften sind. Auf diese Annahme ist vor allem das Studium der Spiegelkerne gegründet [5]. Ersetzt man in einem Kern alle Protonen durch Neutronen und umgekehrt, so verändert sich seine Energie bekanntlich nur um einen Betrag, der der Veränderung der COULOMBschen Energie sowie der Massendifferenz der Neutronen und der Protonen entspricht. Mit anderen Worten, die Energie der Kernwechselwirkung zwischen Neutronen und Protonen in Spiegelkernen bleibt gleich.

Die p — p-Wechselwirkung kann bei nicht allzu großen Energien wie auch die n — p-Wechselwirkung durch die Parameter eines entsprechenden Potentialtopfes charakterisiert werden. Bei einem Topfradius von $r = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm ergibt sich für eine p — p-Wechselwirkung die Tiefe des Topfes zu $U_0 = -10{,}5$ MeV. Die Topftiefe für eine n — p-Wechselwirkung im Singulettzustand ist —11,5 MeV. Den Unterschied zwischen diesen beiden Werten kann man durch den Einfluß der COULOMBschen Wechselwirkung der Protonen erklären, so daß man die Kernkräfte n — p und p — p im Singulettzustand als gleich ansehen kann. Es ist zu erwarten, daß auch die Wechselwirkung n — n durch den gleichen Wert des Potentials (—11,5 MeV) charakterisiert wird.

Hieraus folgt aber vor allem, daß es kein gebundenes „Dineutron" und auch kein Singulettdeuteron gibt. Dem virtuellen Singulettzustand des Deuterons entspricht eine Energie von etwa 70 keV. Wahrscheinlich entspricht auch der n — n-Wechselwirkung ein derartiger Wert für das virtuelle Energieniveau. Da dieser Wert sehr klein ist, könnten schon geringe Unterschiede in der n — p- und n — n-Wechselwirkung zur Möglichkeit der Existenz eines gebundenen Dineutrons führen. Im Zusammenhang damit wurde in einer Reihe von Experimenten versucht, das Dineutron nachzuweisen.

Eine ganze Serie von Experimenten ist der Suche nach Dineutronen in Kernreaktoren gewidmet. Würde das Dineutron existieren, so könnte es beim Spaltungsprozeß entstehen, da bei der Kernspaltung die Neutronen von stark angeregten Spaltsplittern emittiert werden und in vielen Fällen ein Splitter mehrere Neutronen aussendet. Da die Neutronenströme in Reaktoren sehr groß sind, könnte sogar eine geringe Beimischung von Dineutronen nachgewiesen werden. Um die Dineutronen nachzuweisen, wurde in den einen Versuchen Bi^{209} [6] und in anderen He^4 [7] im Reaktor bestrahlt. Dabei nahm man an, daß sich beim Strahlungseinfang eines Dineutrons β-aktives Bi^{211} (AcC) (aus Bi^{209}) bzw. β-aktives He^6 (aus He^4) bildet. Diese Isotope konnten jedoch nicht nachgewiesen werden. Ebenfalls negativ fiel die Suche nach β-aktivem Ni^{66} aus, das sich bei Bestrahlung von Kupfer mit Hilfe eines Zyklotrons in der Reaktion

$$Cu^{65}(n^2,\ p)\,Ni^{66}$$

bilden könnte [8].

Dabei wurden zur Erzeugung von Dineutronen Wismuttargets mit 23 MeV-Protonen beschossen. Letztere Reaktion muß, entsprechend der statistischen Theorie, mit größerer Wahrscheinlichkeit vor sich gehen als der Strahlungseinfang von Dineutronen. Auch auf diese Weise konnten keine Dineutronen nachgewiesen werden. Diese Versuche zeigten, daß, falls Dineutronen überhaupt existieren, ihre Anzahl sehr gering ist. Insbesondere zeigt eine Abschätzung an Hand des Fehlens von Ni^{66}, daß die Wahrscheinlichkeit der Bildung und des Einfangs von Dineutronen weniger als 10^{-5} derjenigen Größe beträgt, die sich auf Grund der statistischen Kerntheorie errechnen läßt.

Eine zweite Serie von Experimenten ist einer Untersuchung der Spektren der Reaktionsprodukte gewidmet, die sich in der Reaktion $H^3 + H^3$ bilden. In dieser Reaktion könnte sich nämlich ein Dineutron bilden. Gleichzeitig mit dem Dineutron müßte in dieser Reaktion ein α-Teilchen entstehen. Ein α-Teilchen bildet sich aber auch dann, wenn zwei Neutronen einzelnen emittiert werden. Jedoch hängt das Spektrum der α-Teilchen davon ab, auf welche Weise die Reaktion abläuft. Werden zwei freie Neutronen gebildet, so ist das Spektrum der α-Teilchen kontinuierlich; bei Bildung eines Dineutrons müßte dagegen eine monochromatische Gruppe von α-Teilchen auftreten, deren Energie von der Bindungsenergie des Dineutrons abhängt. Obwohl in einer Notiz [9] auf die Existenz einer monochromatischen Gruppe von α-Teilchen hingewiesen wird, deren Auftreten mit der Bildung des Dineutrons in Zusammenhang gebracht werden kann, wird diese Möglichkeit in anderen Ar-

beiten [10, 11] verworfen, da eine zutreffende Gruppe von α-Teilchen nicht nachgewiesen werden konnte.

Shdanow, Lukirskij und Sokolowa [12] fanden in Photoemulsionen solche Fälle der Kernzertrümmerung, wo zwei Neutronen in der gleichen Richtung mit fast gleichen Geschwindigkeiten emittiert wurden. Diese Beobachtung scheint auf eine Bildung des Dineutrons bei Kernreaktionen hinzuweisen, sie könnte aber auch bei Fehlen stabiler Dineutronen gemacht werden. Entspricht die n — n-Wechselwirkung wirklich einem Anziehungspotential mit einer Tiefe des Potentialstopfes von etwa 11 MeV, ist aber der Zustand des Dineutrons virtuell, so ist trotzdem die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Neutronenpaares mit nur wenig verschiedenen Geschwindigkeiten in der Reaktion ziemlich groß. Zwischen diesen beiden Neutronen, die in der Reaktion entstehen, muß sich eine Winkel- und Energiekorrelation zeigen, die sogar im Fall virtueller Dineutronen einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für die Emission von Neutronen mit wenig verschiedenen Geschwindigkeiten entspricht. Daher widerspricht das vereinzelte Auftreten einer Emission zweier Neutronen mit fast gleichen Geschwindigkeiten nicht dem Fehlen stabiler Dineutronen.

Einige Angaben über die n — n-Wechselwirkung wurden auch aus Untersuchungen des Spektrums der γ-Strahlen gewonnen, die beim Einfang eines π^--Mesons durch ein Deuteron entstehen [13]. Würde der Einfangsprozeß zur Bildung eines γ-Quants und eines Dineutrons führen, so wären die γ-Quanten monochromatisch, und ihre Energie hinge von der Bindungsenergie des Dineutrons ab. Auch für den Fall, daß keine gebundenen Dineutronen existieren, hängt die Form des kontinuierlichen γ-Spektrums von der Art der n — n-Wechselwirkung ab. Das γ-Spektrum wurde experimentell nur ziemlich grob untersucht; daher läßt seine Analyse nur die qualitative Schlußfolgerung zu, daß die Gleichheit der Kräfte n — n und p — p nicht der Form des Spektrums widerspricht. Zugleich stimmt die Form des Spektrums aber auch mit der Möglichkeit der Existenz von Dineutronen überein, wenn ihre Bindungsenergie 0,2 MeV nicht übersteigt.

Wenn auch die aufgezählten Experimente keinen vollkommen eindeutigen Beweis für die Nichtexistenz des Dineutrons liefern, so bekräftigen sie doch in starkem Maße diese Vermutung und stehen in Einklang mit der Annahme, daß die Kernwechselwirkungen n — n, p — p und n — p im Singulettzustand gleich sind.

Die Wechselwirkung n — n bei höheren Energien wurde an Hand der Streuung von Neutronen an Deuteronen untersucht. Obwohl das Deuteron ein ziemlich schwach gebundenes System darstellt, darf man die Streuung von Neutronen an Deuteronen selbst bei hohen Energien nicht als Streuung an zwei quasifreien Teilchen betrachten. Wäre dies möglich, so ergäbe sich der Querschnitt der n — n-Streuung einfach als Differenz der Querschnitte der n — d- und n — p-Streuung. In Wirklichkeit ist der n — d-Streuquerschnitt eine viel kompliziertere Größe, erstens, weil sich das Neutron und das Proton im Deuteron mit ziemlich großer Geschwindigkeit bewegen, und zweitens, weil bei der Streuung die vom Neutron gestreute Welle mit der vom Proton gestreuten Welle interferiert.

Wie man aus einer Gegenüberstellung des Potentials der n — p-Wechselwirkung mit der Bindungsenergie des Deuterons im Triplettzustand sieht, beträgt die kinetische Energie des Neutrons im Deuteron durchschnittlich etwa 20 MeV. Das Verhältnis der Geschwindigkeit des gestreuten Neutrons zur inneren Geschwindigkeit des Neutrons im Deuteron ist $\sqrt{\frac{E}{20}}$ und beträgt sogar bei $E = 400$ MeV nur etwa 4,5. Da die momentane innere Geschwindigkeit wesentlich größer als die mittlere Geschwindigkeit sein kann, macht sich der Einfluß der inneren Bewegung auf die Streuung offensichtlich sehr stark bemerkbar. Man kann sie nicht berücksichtigen, da vorläufig die genaue Wellenfunktion des Deuterons noch unbekannt ist.

Der Charakter der Interferenzen der n — n- und n — p-Streuung hängt vom Verhältnis des Deuteronenradius zur Wellenlänge des auftreffenden Neutrons ab. Für eine Energie von 400 MeV ist $\lambda = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm, d. h. nur etwa halb so groß wie der Deuteronenradius. Folglich wird sogar bei derart hohen Energien die Interferenz bei der Streuung sehr wesentlich sein; sie kann auch nicht berücksichtigt werden, solange die Wellenfunktion des Deuterons unbekannt bleibt.

Daher ermöglicht eine Gegenüberstellung der Querschnitte der n — d- und n — p-Streuung nur eine ungefähre Vorstellung über den Charakter der n — n-Streuung. Offensichtlich ist der Einfluß der Interferenzen und der inneren Teilchenbewegung um so geringer, je größer die Energie des gestreuten Neutrons ist. Daher besteht größtes Interesse an Daten über die Streuung von Neutronen mit höchstmöglicher Energie. Die Ergebnisse der n — d-Streuversuche widersprechen nicht der Gleichartigkeit der Kräfte p — p und n — n, sie liefern aber auch keinen hinreichenden Beweis hierfür.

Faßt man die vorliegenden Angaben über die Kernkräfte zusammen, so ergeben sich folgende Punkte:

1. Die Kräfte n — p, n — n und p — p sind offenbar für gleiche Zustände gleich (dies ist nicht bewiesen, jedoch sehr wahrscheinlich).

2. Die Kräfte sind für verschiedene Spinorientierungen der Nukleonen verschieden, d. h., sie hängen vom Gesamtspin des wechselwirkenden Nukleonenpaares ab.

3. Für Nukleonenpaare mit dem Gesamtspin 1 (im Triplettzustand) hängen die Kräfte nicht nur von der Entfernung der Nukleonen voneinander ab, sondern auch von ihrer Richtung relativ zum Spin; die Kräfte haben also Tensorcharakter.

4. Die Entfernungsabhängigkeit des Potentials der Kernkräfte ist nicht bekannt. Für die Wechselwirkung von Nukleonen mit geringen kinetischen Energien ist die Kenntnis des genauen Ganges des Potentials unwesentlich, man kann es durch einen mittleren Wert charakterisieren, der für den Triplettzustand von der Größenordnung 20 MeV und für den Singulettzustand von der Größenordnung 10 MeV ist, wobei der Wechselwirkungsradius zu $2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm angesetzt wird. Die Streuung sehr schneller Nukleonen weist auf die Existenz eines sehr starken Potentials von der Größenordnung vieler

Hundert MeV bei kleinen Abständen hin und zeigt, daß die Vorstellung, das Kernpotential sei ein Topf mit einer Tiefe von etwa 20 MeV, nicht dem wahren Charakter der Kräfte entspricht und nur als „Arbeitsmodell" bei der Betrachtung einer begrenzten Anzahl von Erscheinungen zulässig ist.

Für die Wechselwirkung eines Neutrons mit einem aus mehreren Protonen und Neutronen bestehenden Kern ist auch der Austauschcharakter der Kernkräfte wesentlich. Die Austauschwechselwirkung führt zur Absättigung der Kernkräfte. Jedes Teilchen im Kern und auch ein auf den Kern auftreffendes Neutron tritt nicht mit allen Kernteilchen, sondern nur mit einer geringen Anzahl nächster Nachbarteilchen in Wechselwirkung. Daher hat die Bindungsenergie der Nukleonen für alle Kerne vom He^4 bis zu den schwersten fast den gleichen Wert, und das Potential der Wechselwirkung eines Neutrons mit einem komplizierten Kern ist von der gleichen Größenordnung wie das Potential der Wechselwirkung mit einem einzelnen Nukleon.

Eine zusammenfassende theoretische Behandlung der Kernkräfte findet man in vielen Büchern und Artikeln [14—18], deren Studium dem Leser, der sich für Einzelheiten dieses Problems interessiert, empfohlen sei.

§ 21. Kurzer Überblick über die Wechselwirkungsprozesse

Die Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen offenbart sich einerseits in den Eigenschaften der Kerne selbst, da diese aus Protonen und Neutronen bestehen, und andererseits bei Zusammenstößen zwischen Neutronen und Kernen.

Untersuchungen der Kerneigenschaften gaben Aufschluß über solche wichtigen Eigenschaften der Kernkräfte, wie ihre Reichweite, die Bindungsenergie der Kerne und die Tiefe des Potentialstopfes der Kernkräfte, den Sättigungscharakter der Kernbindungen, durch den die Unabhängigkeit der Bindungsenergie des Neutrons im Kern von den Kerndimensionen bedingt ist, sowie die ungefähre Gleichheit der Kräfte n — n und p — p.

Für eine genaue quantitative Beschreibung der Ergebnisse von Zusammenstößen zwischen Neutronen und Kernen reichen diese Angaben jedoch grundsätzlich nicht aus. Die Aufgabenstellung bei der Untersuchung des Zusammenstoßes eines Neutrons mit einem Kern kann nicht streng formuliert werden, solange die Wechselwirkungsenergie als Funktion der Koordinaten unbekannt ist. In dieser Beziehung unterscheidet sich die Theorie der Kernzusammenstöße wesentlich von der Theorie der Zusammenstöße geladener Teilchen, bei denen eine elektromagnetische Wechselwirkung auftritt. Die Kernkräfte können gegenwärtig nicht so genau quantitativ beschrieben werden, wie es in der Elektrodynamik für Kräfte der elektromagnetischen Wechselwirkung möglich ist.

Jedoch einige allgemeine Eigenschaften der Kernzusammenstöße (speziell der Zusammenstöße von Neutronen mit Kernen) können auf Grund der bereits vorhandenen Kenntnisse über die Kernkräfte vorhergesagt werden.

Die wichtigsten Besonderheiten der Kernzusammenstöße hängen mit der Reichweite der Kernkräfte und mit dem großen Wert des Potentials dieser Kräfte zusammen. Vom Standpunkt des Potentials der Kernkräfte her erscheinen Neutronen oder Protonen mit Energien von einigen MeV als ebenso langsam wie z. B. Elektronen mit Energien von etwa 10 eV vom Standpunkt des Potentials der elektromagnetischen Kräfte eines Atoms. Stößt ein Neutron dieser Energie mit einem Kern zusammen, so wird es mit großer Wahrscheinlichkeit vom Kern eingefangen, und es entsteht ein neuer angeregter Zwischenkern. Der Einfang eines Neutrons durch einen Kern und die Bildung eines angeregten Zwischenkerns verlaufen analog zum Einfang eines Elektrons durch ein Atom unter Bildung eines negativen Ions oder analog zur Rekombination eines positiven Ions mit einem Elektron.

Somit endet der Zusammenstoß eines Neutrons mit einem Kern entweder mit dem Einfang des Neutrons durch den Kern oder mit einer einfachen Ablenkung des Neutrons von seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung im Feld der Kernkräfte, d. h. mit einer Streuung. Die Streuung, die eine einfache Ablenkung des Neutrons unter dem Einfluß des Feldes der Kernkräfte darstellt, wird gewöhnlich als Potentialstreuung bezeichnet. Die Potentialstreuung ist der einfachste Wechselwirkungsprozeß zwischen Neutronen und Kernen. Sie wäre der einzige Wechselwirkungsprozeß, wenn die Bildung eines Zwischenkerns unmöglich wäre (z. B. bei Vorhandensein von Abstoßungskräften). In Wirklichkeit aber sind die Kernkräfte Anziehungskräfte, und es besteht immer die Möglichkeit der Bildung eines Zwischenkerns. Daher ist der Neutroneneinfang ein unvermeidlicher Prozeß, der neben der Potentialstreuung auftritt.

Die beim Einfang freiwerdende Bindungsenergie des Neutrons ε sowie ein Teil seiner kinetischen Energie E werden in Anregungsenergie des Zwischenkerns umgesetzt, wobei diese Anregungsenergie E^* etwa gleich der Summe $\varepsilon + E$ ist. Befand sich der Kern in Ruhe vor dem Zusammenstoß mit dem Neutron, so gilt

$$E^* = \frac{M}{M+m} E + \varepsilon,$$

wo M die Masse des bombardierten Kerns und m die Neutronenmasse ist. Der restliche Anteil der Summe $(\varepsilon + E) - E^* = \frac{m}{m+M} E$ wird dem Zwischenkern in Form kinetischer Energie (in Übereinstimmung mit dem Impulserhaltungssatz) übertragen. Ist $M \gg m$, so kann man angenähert $\frac{M}{M+m} = 1$ und $E^* = \varepsilon + E$ setzen.

Der angeregte Zwischenkern existiert, wie die Versuche zeigen, ziemlich lange im Vergleich zu der Zeit, die ein Neutron zum Durchfliegen des Kerns benötigt, d. h. im Vergleich zur Dauer eines einfachen Stoßes, z. B. bei der Potentialstreuung. Beträgt die Dauer eines einfachen Stoßes etwa 10^{-22} sec, so ist die Lebensdauer des angeregten Kerns von der Größenordnung $10^{-12} - 10^{-16}$ sec d. h. millionenmal größer. Der Übergang des angeregten Zwischenkerns in einen Zustand niedrigerer Energie geschieht entweder durch

Emission von γ-Quanten oder durch Kernzerfall unter Emission irgendwelcher Teilchen, nämlich Protonen, Neutronen, α-Teilchen oder noch schwererer Kernsplitter (z. B. bei der Kernspaltung).

Der unter Emission von γ-Quanten ablaufende Neutroneneinfang wird als Strahlungseinfang bezeichnet. Der Neutroneneinfang unter Aussendung des einen oder anderen Teilchens stellt eine Kernumwandlung dar. Ist dieses Teilchen ein Neutron, so findet im Grunde genommen gar keine Kernumwandlung statt, da sich der Endkern nicht von dem beschossenen Kern unterscheidet. Dieser Prozeß ist offensichtlich rein äußerlich eine Streuung, die sich von der Potentialstreuung nur dadurch unterscheidet, daß sie über einen Zwischenzustand (Zwischenkern) erfolgt. Nach der Emission eines Neutrons durch den Zwischenkern kann der Endkern nicht nur im Grundzustand, sondern auch in einem der Anregungszustände zurückbleiben. Bleibt der Endkern unangeregt zurück, so spricht man von einer elastischen Streuung, bleibt er angeregt zurück, so bezeichnet man die Streuung als unelastisch. Bei der unelastischen Streuung wird also ein Teil der kinetischen Energie des stoßenden Neutrons zur Anregung des gestoßenen Kerns verbraucht.

Wegen der möglichen Bildung eines Zwischenkerns kompliziert sich die Neutronenstreuung an Kernen; sie kann also nicht auf die Potentialstreuung als dem einzig möglichen Streuprozeß zurückgeführt werden. Vom Gesichtspunkt der Dynamik aus kann man zwischen elastischer und unelastischer Streuung unterscheiden, wobei der Unterschied darin besteht, daß die kinetische Energie entweder erhalten bleibt oder nicht. Vom Gesichtspunkt des Streumechanismus aus kann man zwischen der Potentialstreuung und der über einen Zwischenzustand verlaufenden Streuung unterscheiden. Da der Zwischenkern, wie jedes quantenmechanische System, Quantenzustände mit bestimmter Energie (Energieniveau) besitzt; so kann er allgemein nicht mit beliebiger Anregungsenergie gebildet werden, die wesentlich von der des Energieniveaus abweicht. Dagegen kommt der Bildung eines Kerns mit einer Anregungsenergie, die der Energie eines Niveaus nahekommt, eine größere Wahrscheinlichkeit zu. Da die Anregungsenergie $E^* = \frac{M}{M+m} E + \varepsilon$ eindeutig mit der kinetischen Energie E des Neutrons verknüpft ist, zeigt die Abhängigkeit der Bildungswahrscheinlichkeit eines Zwischenkerns von der Energie des stoßenden Neutrons Resonanzcharakter und weist Maxima auf, die solchen Neutronenenergien E entsprechen, für welche $E^* = E_i^*$ ist, wobei E_i^* die Energie eines der Energieniveaus des Zwischenkerns darstellt. Daher bezeichnet man im Gegensatz zur Potentialstreuung eine Streuung, die über den Zwischenzustand verläuft, gewöhnlich als Resonanzstreuung. Die elastische Resonanzstreuung unterscheidet sich dynamisch nicht von der Potentialstreuung. Die Wahrscheinlichkeit dieser beiden Prozesse kann aber sehr unterschiedlich sein und verschieden von der kinetischen Energie des Neutrons abhängen.

Somit kann der Zusammenstoß eines Neutrons mit einem Kern zu einem der folgenden Prozesse führen:

1. Elastische Streuung (Potential- und Resonanzstreuung) (n, n).

2. Unelastische Streuung (n, n′).
3. Kernumwandlung unter Emission eines geladenen Teilchens (n, p), (n, α) usw.
4. Kernspaltung (n, f).
5. Strahlungseinfang (n, γ).

Es sei noch darauf hingewiesen, daß sich Kernumwandlungsprozesse um so mannigfaltiger zeigen, je höher die Energie des stoßenden Neutrons ist. Ein häufiger und wichtiger Prozeß dieser Art ist der Prozeß (n, 2 n), in dem zwei Neutronen aus dem Zwischenkern emittiert werden. Dieser Prozeß ist dann möglich, wenn die Energie des stoßenden Neutrons größer als die Bindungsenergie eines Neutrons im gestoßenen Kern ist. Bei weiterer Steigerung der Neutronenenergie sind auch die Prozesse (n, 3 n), (n, p n) usw. möglich, in denen vom Zwischenkern mehrere Neutronen und geladene Teilchen emittiert werden.

Jeder der zuletzt aufgezählten vier Prozesse kann als Spezialfall des Neutroneneinfangs aufgefaßt werden oder, mit anderen Worten, als eines der Ergebnisse des Neutroneneinfangs. In diesem Sinn kann man alle Wechselwirkungsprozesse zwischen Neutronen und Kernen in elastische (Streuung) und unelastische Prozesse (Einfang mit nachfolgenden Prozessen) unterteilen.

§ 22. Die elastische Streuung

Da die Neutronenmasse im Vergleich zur Kernmasse nicht als sehr klein angesehen werden kann, ist die Verringerung der Neutronenenergie bei der elastischen Streuung, die dem absoluten Betrage nach gleich der Energie des Rückstoßkerns ist, ziemlich stark, besonders im Fall leichter Kerne. Die bei der Streuung auftretende Energieänderung hängt eindeutig vom Streuwinkel ab. Dieser Zusammenhang folgt aus den Energie- und Impulserhaltungssätzen, die für den Prozeß der elastischen Streuung folgendermaßen dargestellt werden können:

$$E = E' + E_M,$$
$$P_M^2 = p^2 + p'^2 - 2pp'\cos\theta;$$

hier sind E und p Energie und Impuls des Neutrons vor dem Zusammenstoß, E' und p' Energie und Impuls des Neutrons nach dem Stoß, E_M und P_M Energie und Impuls des Kerns nach dem Stoß und θ der Streuwinkel. Benutzt man die nichtrelativistische Beziehung $E = \frac{p^2}{2m}$ und eliminiert E_M und P_M aus den Gleichungen, so erhält man leicht folgenden Zusammenhang zwischen der End- und Anfangsenergie E' bzw. E des Neutrons:

$$E' = E\frac{m^2}{(M+m)^2}\left(\cos\theta + \sqrt{\frac{M^2}{m^2} - \sin^2\theta}\right)^2.$$

Die Änderung der kinetischen Energie des Neutrons hängt ab erstens vom Massenverhältnis des streuenden Kerns und des Neutrons und zweitens vom Streuwinkel θ. Insbesondere ist für $\theta = 0°$ $E' = E$; für $\theta = 90°$ $E' = \frac{M-m}{M+m} E$; für $\theta = 180°$ $E' = \left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2 E$.

Die Veränderung der Neutronenenergie ist um so größer, je geringer der Massenunterschied zwischen dem Neutron und dem streuenden Kern und je größer der Streuwinkel θ ist. Bei der Streuung an einem Proton ($M = m$) unter einem Winkel von annähernd 90° verliert das Neutron fast seine gesamte Energie. Bei der Streuung an schweren Kernen verändert sich die Neutronenenergie nur wenig, und man kann angenähert so rechnen, als ob die elastische Streuung ohne Energieverlust verliefe.

Die Energie des streuenden Kerns nach dem Stoß (die Rückstoßenergie) ist gerade der Energieanteil, den das Neutron verliert. Folglich ist

$$E_M = E - E' = E\left\{1 - \frac{m^2}{(M+m)^2}\left(\cos\theta + \sqrt{\frac{M^2}{m^2} - \sin^2\theta}\right)^2\right\}.$$

Will man E_M als Funktion des Rückstoßwinkels φ und nicht als Funktion des Streuwinkels θ des Neutrons betrachten, so muß man, um die gewünschte Abhängigkeit zu erhalten, in die Impulsgleichung φ an Stelle von θ einführen. Man erhält dann nach Elimination von E' und p':

$$E_M = \frac{4Mm}{(M+m)^2} E \cos^2\varphi.$$

Hieraus ist ebenfalls ersichtlich, daß die Rückstoßenergie, die dem Kern vom Neutron mitgeteilt wird, um so größer ist, je geringer der Unterschied zwischen der Kern- und der Neutronenmasse und je kleiner der Rückstoßwinkel φ ist, d. h., je größer der Streuwinkel θ ist.

Der Zusammenhang zwischen dem Streuwinkel θ und dem Rückstoßwinkel φ kann aus den oben angegebenen Beziehungen berechnet werden. Man erhält:

$$\cos^2\varphi = \frac{(M+m)^2}{4Mm} - \frac{m}{4M}\left(\cos\theta + \sqrt{\frac{M^2}{m^2} - \sin^2\theta}\right)^2.$$

Insbesondere ist für $M = m$ $\cos\varphi = \sin\theta$, d. h., die Summe der Winkel φ und θ ist gleich 90°. Im allgemeinen Fall, $M \neq m$, wächst φ bei der Abnahme von θ und umgekehrt. Bei $M > m$ ändert sich der Winkel θ von 0 bis 180°, der Winkel φ aber stets von 0 bis 90°; φ kann nie größer als 90° werden.

Für $M < m$, z. B. bei der Streuung eines Neutrons an einem Elektron, ändert sich der Winkel θ von 0 bis zu einem Maximalwert θ_m, der sich aus der Beziehung $\sin\theta_m = \frac{M}{m}$ ergibt. Das bedeutet, daß ein Neutron am Elektron nicht unter einem Winkel gestreut werden kann, der größer als 2′ ist.

Es sei darauf hingewiesen, daß die angegebenen Beziehungen zwischen den Energien und den Bewegungsrichtungen der an der Streuung beteiligten Teilchen an Hand der Erhaltungssätze gewonnen wurden und nicht vom

Charakter der Wechselwirkung während des Stoßes abhängen, da sie sich auf Zeitpunkte vor und nach dem Stoß beziehen. Mit anderen Worten, die Verteilung der Energie zwischen dem zusammenstoßenden Neutron und Kern hängt von ihrem Massenverhältnis und den Flugwinkeln und nicht von der Art der zwischen den beiden Teilchen wirkenden Kräfte ab. Der Charakter der wirkenden Kräfte zeigt sich in der Wahrscheinlichkeit der Zusammenstöße. Der gesamte Wirkungsquerschnitt und der differentielle Querschnitt (Winkelverteilung der gestreuten Teilchen) werden durch die Art der wirkenden Kräfte bestimmt. So wird z. B. im Feld der COULOMB-Kräfte, deren Potential sich mit $\frac{1}{r}$ ändert, die Winkelverteilung der gestreuten Teilchen durch die Formel von RUTHERFORD beschrieben, und der differentielle Querschnitt ist

$$d\sigma = A \frac{d\omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

wo A eine Konstante, die von der Anfangsenergie der Teilchen abhängt, und $d\omega$ das Raumwinkelelement ist. Ändert sich das Potential nach dem Gesetz $U = \frac{1}{2r^2}$, was einer Dipolwechselwirkung entspricht, so ist [19]:

$$d\sigma = A \frac{\pi - \theta}{\theta^2 (2\pi - \theta)^2} \frac{d\omega}{\sin \theta}.$$

Fällt das Potential schneller mit r ab, so sinkt der differentielle Querschnitt bei der Vergrößerung des Streuwinkels langsamer. Dies hängt damit zusammen, daß der relative Anteil von Zusammenstößen mit großen Stoßparametern, für die die Wechselwirkung schwach und die Streuwinkel klein sind, geringer wird. Zum Beispiel kann man sich bei der Streuung elastischer Kugeln das Potential in der Form einer unendlich hohen Säule vorstellen, die in einem Abstand, der gleich der Summe der Kugelradien ist, scharf begrenzte Wände hat. Ist die Masse der gestreuten Kugel sehr klein im Vergleich zur Masse der streuenden Kugel, so zeigt sich eine kugelsymmetrische Winkelverteilung, d. h., der differentielle Querschnitt hängt nicht vom Streuwinkel ab.

Die Ermittlung des Wirkungsquerschnittes (des differentiellen und des Gesamtquerschnittes) ist ein Grundproblem der Theorie der Teilchenstreuung, insbesondere der Streuung von Neutronen an Kernen. Die Theorie der Streuung [20] beruht auf der Lösung der Wellengleichungen von SCHRÖDINGER oder DIRAC mit bestimmtem Wechselwirkungspotential. Die Streuung von Neutronen an Kernen kann in den meisten Fällen mit Hilfe der nichtrelativistischen SCHRÖDINGER-Gleichung berechnet werden:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V)\psi = 0. \tag{4.1}$$

Hier ist V das Wechselwirkungspotential, das eine Funktion der Koordinaten des Neutrons und des Kerns darstellt, E die Gesamtenergie des Systems Neutron-Kern und ψ die Wellenfunktion des Neutrons.

Wird der auf das streuende Zentrum fallende Teilchenstrom in Form einer ebenen Welle dargestellt, $\psi_{\text{einf}} = e^{ikz}$, so muß in großer Entfernung vom streuenden Zentrum, wo $V = 0$ ist, die Lösung der Gleichung (4.1) die Form

$$\psi = e^{ikz} + \frac{f(\theta)}{r} e^{ikr} \tag{4.2}$$

haben, wobei ψ die Wellenfunktion ist, deren absoluter Betrag im Quadrat der Teilchendichte im Raum proportional ist. Der zweite Term in (4.2) repräsentiert die auslaufende gestreute Welle.

Das Streuproblem wird somit auf die Bestimmung der Teilchenverteilung im Raum um ein Kraftzentrum bei vorgegebenem Potential V reduziert. Der Teilchenstrom in jedem Punkt des Raumes kann als Produkt der Dichte und Geschwindigkeit der Teilchen ermittelt werden, d. h., er ist gleich $|\psi|^2 \cdot v$.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Streuung unter dem Winkel θ, der gleich dem Verhältnis des gestreuten Teilchenstroms zum Strom der auf das streuende Zentrum auftreffenden Teilchen ist, hat die Form

$$d\sigma = 2\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta \, d\theta = |f(\theta)|^2 d\omega, \tag{4.3}$$

und der Gesamtquerschnitt ist

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta \, d\theta = \int |f(\theta)|^2 d\omega. \tag{4.4}$$

Die Aufgabe der Streutheorie besteht darin, Lösungen der Gleichung (4.1) zu ermitteln und sie in die Form (4.2) zu bringen. Die Größe $f(\theta)$, die als Faktor im Amplitudenglied der gestreuten Welle auftritt, wird als Streuamplitude bezeichnet. Hat man die Streuamplitude ermittelt, so kann man mit Hilfe der Formel (4.3) und (4.4) sowohl den differentiellen als auch den Gesamtquerschnitt der Streuung leicht berechnen.

In der Theorie der Neutronenstreuung besteht eine prinzipielle Schwierigkeit darin, daß das Wechselwirkungspotential V, welches in der SCHRÖDINGER-Gleichung (4.1) auftritt, unbekannt ist. Die Streutheorie befaßt sich also nicht mit der Bestimmung von $d\sigma$ bei bekanntem V, sondern umgekehrt mit der Ermittlung von V aus dem experimentell bestimmten $d\sigma$.

Für viele praktische wichtige Fälle kann man an Hand der Streutheorie die ungefähre Größe der Querschnitte $d\sigma$ und σ sowie den Charakter ihrer Abhängigkeit von der Neutronenenergie sogar ohne vollständige Kenntnis des Potentials V voraussagen. In diesem Zusammenhang sind folgende zwei Punkte wesentlich: erstens, daß der Wechselwirkungsradius Neutron-Kern sehr klein ist, und zweitens, daß man das Potential V als kugelsymmetrisch ansehen kann, d. h. als nur vom Abstand zwischen dem Neutron und dem Kern und nicht von der Richtung (z. B. bezüglich der Spinachsen) abhängig. Mit anderen Worten, in erster Näherung braucht man den Tensorcharakter der Kernkräfte nicht in Betracht zu ziehen.

Für den Fall eines kugelsymmetrischen Zentralfeldes liefert die Streu-

theorie [20] folgenden allgemeinen Ausdruck für die Streuamplitude (gültig in großer Entfernung, wo $V = 0$ ist):

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[e^{2i\delta_l} - 1\right] P_l(\cos\theta), \tag{4.5}$$

wobei l die azimutale Quantenzahl ist und δ_l die Phase der Radialfunktion der gestreuten Welle. Dieser Ausdruck stellt eine Entwicklung der Streuamplitude nach Kugelfunktionen (Legendreschen Polynomen) dar, wobei die Koeffizienten der Entwicklung Funktionen der Phasen δ_l sind. Der Gesamtquerschnitt der Streuung ist

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} |f(\theta)|^2 \sin\theta \, d\theta = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \tag{4.6}$$

Das Problem der Streuung durch ein Zentralfeld wird somit auf die Ermittlung der Phasen δ_l zurückgeführt.

Bei der Deutung der Phasen δ_l ist zu beachten, daß der allgemeine Ausdruck (4.5) für $f(\theta)$ durch Entwicklung der Wellenfunktionen des einfallenden Bündels (ebene Welle) und des gestreuten Teilchenstromes (auslaufende Kugelwelle) nach Kugelwellen erhalten wurde. Die Koeffizienten vor den Polynomen $P_l(\cos\theta)$ in dieser Entwicklung sind asymptotische Darstellungen von Radialfunktionen der Form

$$R_l = a_l \frac{\sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right)}{kr},$$

wobei für die ebene (einfallende) Welle $\delta_l = 0$ und für die gestreute Welle allgemein $\delta_l \neq 0$ gilt.

Somit stellt δ_l die Phasendifferenz der Komponenten der Radialfunktion mit dem Moment l für die gestreute und einfallende Welle dar. Ist kein streuendes Zentrum vorhanden und findet folglich keine Streuung statt, so sind, da die einfallende Welle nicht verändert wird, alle $\delta_l = 0$, und, wie man aus (4.5) sieht, ist $f(\theta) = 0$. Die Phase δ_l bestimmt die Größe des Koeffizienten der Entwicklung von $f(\theta)$ nach Legendreschen Polynomen, d. h., sie gibt den relativen Anteil der Komponente mit dem Moment l in der gestreuten Welle an.

Für einen großen Energiebereich der Neutronen ist die Bedingung $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ erfüllt, wobei $\lambda = 2\pi \lambda\!\!\!^{-}$ die Wellenlänge des Neutrons und R die Reichweite der Kernkräfte ist. In der Tat, für die schwersten Kerne ist

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} = 1{,}5 \cdot 10^{-13} \cdot (240)^{\frac{1}{3}} \approx 9 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}.$$

Die Wellenlänge $\lambda\!\!\!^{-}$ eines Neutrons hat diesen Wert bei einer Energie von annähernd 0,7 MeV ($\lambda\!\!\!^{-} = 4{,}65 \cdot 10^{-13} \cdot E^{-\frac{1}{2}}$ in cm, wobei E in MeV einzusetzen ist).

Folglich gilt die Bedingung $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ für Neutronen mit Energien $E \ll 0{,}7$ MeV bei Streuung an beliebigen Kernen. Für leichte Kerne liegt die obere Grenze der Neutronenenergie noch höher. Indessen sind für die Bedingung $\lambda\!\!\!^{-} \ll$ R alle Phasen δ_l bei $l \neq 0$ sehr klein, und nur die Phase δ_0, die einer Streuung mit dem Moment $l = 0$ entspricht, ist merklich von Null verschieden. Dies kann man sich anschaulich an Hand folgender halbklassischer Überlegung erklären. Es werde ein Neutron mit dem Impuls p gestreut. Ist ϱ der Stoßparameter, so ist das Moment der Bewegungsgröße gleich ϱp. Nach den Regeln der Quantenmechanik ist

$$\varrho p = l\hbar,$$

woraus $\varrho = l\lambda\!\!\!^{-}$ folgt.

Ist $R \ll \lambda\!\!\!^{-}$, so fliegt das Neutron mit dem Moment $l \neq 0$ in größerem Abstand $\varrho = l\lambda\!\!\!^{-} \gg$ R vom Kern außerhalb des Aktionsradius der Kernkräfte vorbei und tritt mit ihm nicht in Wechselwirkung, wird also nicht gestreut. Unter den gestreuten Neutronen werden sich nur solche befinden, für die $l = 0$ ist.

Damit vereinfacht sich das Streuproblem für Neutronen mit Energien von Null bis zu einigen hundert keV und reduziert sich auf die Berechnung der einzigen Phase δ_0. Da $P_0(\cos\theta) = 1$ ist, folgt

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\left(e^{2i\delta_0} - 1\right) = \frac{1}{k}\, e^{i\delta_0} \sin\delta_0 = \lambda\!\!\!^{-} e^{i\delta_0} \sin\delta_0,$$
$$d\sigma = |f(\theta)|^2\, d\omega = \lambda\!\!\!^{-2} \sin^2\delta_0\, d\omega,$$
$$\sigma = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \sin^2\delta_0.$$

Schon aus diesen Formeln sieht man, daß bei $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ der differentielle Querschnitt $d\sigma$ nicht vom Winkel θ abhängt und daß die Streuung kugelsymmetrisch ist (in Schwerpunktskoordinaten), d. h., in beliebigen Richtungen ist der Strom der gestreuten Teilchen pro Einheit des Raumwinkels ω gleich.

Zur Bestimmung des absoluten Betrages der Größen $d\sigma$ und σ muß man δ_0 berechnen. Sogar in diesem einfachen Fall ist es unmöglich, die Berechnung ohne Kenntnis des Potentials $V(r)$ durchzuführen.

Nimmt man an, das Potential habe die Form eines Topfes mit senkrechten Wänden, d. h.

$$V(r) = -U_0 \quad \text{für} \quad r \leqq R;$$
$$V(r) = 0 \quad \text{für} \quad r > R,$$

so erhält man die Lösung der SCHRÖDINGER-Gleichung für die Radialfunktion in der einfachen Form:

$$\chi = A \sin\alpha r \quad \text{für} \quad r < R \quad \left(\alpha = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}\cdot U_0}\right),$$
$$\chi = B \sin(kr + \delta_0) \quad \text{für} \quad r > R,$$

wo $\chi = rR_0(r)$ und $R_0(r)$ die Radialfunktion nullter Ordnung ($l = 0$) ist.

Diese beiden Lösungen müssen für $r = R$ aneinander angeschlossen werden. Die Anschlußbedingung verlangt für $r = R$ die Stetigkeit der ψ-Funktion und

ihrer Ableitung nach r, was der Gleichheit der logarithmischen Ableitungen $\frac{\chi'}{\chi}$ links und rechts für $r \to R$ äquivalent ist.

Berechnet man die logarithmischen Ableitungen beider Lösungen und setzt sie für $r = R$ gleich, so erhält man, wenn außerdem $kR \ll 1$ gesetzt wird $\left(\text{da ja } \lambda = \frac{1}{k} \gg R\right)$:

$$\sin^2 \delta_0 = \frac{k^2}{\alpha^2} (\operatorname{tg} \alpha R - \alpha R)^2 , \tag{4.7}$$

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha R - \alpha R}{\alpha} \right)^2 . \tag{4.8}$$

Ein anschaulicheres Ergebnis folgt für das „Säulen"-Potential ($V(r) = +U_0$ für $r < R$; $V(r) = 0$ für $r > R$), d. h. für ein abstoßendes Potential, das dem Potential einer elastischen Kugel analog ist. In diesem Fall hat die Lösung im Bereich $r < R$ die Form:

$$\chi = A \operatorname{sh} \alpha r .$$

Es folgt also:

$$\sin^2 \delta_0 = \frac{k^2}{\alpha} (\operatorname{th} \alpha R - \alpha R)^2 ,$$

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{\operatorname{th} \alpha R - \alpha R}{\alpha} \right)^2 .$$

Insbesondere gilt für eine unendlich hohe Säule $U_0 \to \infty$, $\alpha \to \infty$ und $\sin^2 \delta_0 \to k^2 R^2 = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$.

Da $\left(\frac{R}{\lambda}\right) \ll 1$ ist, so ist $\sin \delta_0 = \delta_0$ und $\delta_0 = |kR| = \left|\frac{R}{\lambda}\right| \ll 1$ und folglich $\sigma = 4\pi R^2$, d. h., der integrale Streuquerschnitt für ein unendlich hohes Säulenpotential (praktisch für $U_0 \gg E$, wobei E die kinetische Energie des Neutrons ist) ist gleich dem vierfachen geometrischen Querschnitt des Wirkungsbereichs des Potentials und hängt nicht von der Neutronenenergie ab.

Ein ähnliches Resultat erhält man für einen Potentialtopf, dessen Tiefe im Vergleich zur Neutronenenergie groß ist. Daher kann man annehmen, daß der Querschnitt der Potentialstreuung langsamer Neutronen am Kern gleich $4\pi R^2$ ist. Für diesen Fall des Anziehungspotentials sind jedoch quasistationäre Zustände des Neutrons im Potentialstopf möglich. Diesen Zuständen entsprechen Werte von αR, die ein Vielfaches von $\frac{\pi}{2}$ sind und für die $\operatorname{tg} \alpha R$ im Ausdruck (4.7) und folglich auch σ_0 einen großen Wert hat, für die also der Wirkungsquerschnitt ebenfalls beträchtlich größer als $4\pi R^2$ sein kann.

Zur Illustration dieser Bemerkung sei auf die Streuung von Neutronen an Protonen verwiesen. Das Deuteron, das sich bei der Streuung als Zwischensystem bildet, hat einen stationären Zustand mit der Energie $\varepsilon = 2{,}23$ MeV. Dieser aus Versuchen bekannte Wert der Energie des Deuterons ist ein Parameter, der das Wechselwirkungspotential $V(r)$ Neutron-Proton charakterisiert.

Benutzt man diesen Parameter und löst die SCHRÖDINGER-Gleichung (siehe [20]) für den Zustand mit der Energie ε, so kann man die Phase δ_0 und den Wirkungsquerschnitt der Streuung erhalten. Er ergibt sich zu

$$\sigma = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \frac{1}{E+\varepsilon}.$$

Beachtet man, daß die Wechselwirkung zwischen einem Neutron und einem Proton, deren Spins antiparallel eingestellt sind, (im Singulettzustand) durch ein anderes Potential $V_1(r)$ und folglich durch einen anderen Parameter ε_1 als im Triplett- (Grund-) Zustand charakterisiert wird, so kann man die Formel für den Wirkungsquerschnitt Neutron-Proton-Streuung in folgender Form anschreiben:

$$\sigma_{\mathrm{n,\,p}} = \frac{\pi\hbar^2}{2m}\left[\frac{3}{E+\varepsilon} + \frac{1}{E+\varepsilon_1}\right].$$

Im Singulettzustand existieren bekanntlich keine gebundenen Deuteronen. Daher ist die Größe ε_1 nur ein formales Charakteristikum des Wechselwirkungspotentials Neutron-Proton. Man bezeichnet sie in Analogie zur Größe ε, die dem Triplettzustand entspricht, als Energie des virtuellen Deuteronenniveaus.

Aus dieser Formel folgt wegen des Resonanzeffektes eine Größe des Wirkungsquerschnitts der Streuung, die die vierfache Größe des geometrischen Querschnitts des Kraftzentrums weit übertrifft. Das Auftreten des Resonanzeffekts hängt damit zusammen, daß die Energie langsamer Neutronen etwa der Größe entspricht, die der Energie des stationären oder virtuellen Zustandes zukommt.

Die Streuung langsamer Neutronen an Protonen ist ein Spezialfall der Resonanzstreuung, wobei die Breite des nächsten Niveaus sehr groß ist, da das Deuteron im virtuellen Zustand nur sehr kurzzeitig verweilt. Bei der Streuung an schweren Kernen können ebenfalls Resonanzeffekte auftreten. Jedoch sind in vielen Fällen die Niveaus entweder sehr schmal oder weit entfernt, so daß in einem ziemlich breiten Intervall der Neutronenenergie nur eine Potentialstreuung am Kern auftritt, deren Wirkungsquerschnitt nahe bei

$$\sigma = 4\pi R^2$$

liegt, wobei $R \approx 1{,}5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{\frac{1}{3}}$ der Kernradius in cm ist. Der Wirkungsquerschnitt der Potentialstreuung ist für das gesamte Energieintervall, in dem die Bedingung $\lambda \gg R$ erfüllt ist, unabhängig von der Neutronenenergie. Der differentielle Querschnitt hängt nicht vom Winkel θ ab, d. h., die Streuung erweist sich als kugelsymmetrisch (in Koordinaten des Schwerpunktsystems). Die Kugelsymmetrie bleibt auch im Fall der Resonanzstreuung erhalten, da die Bedingung $\lambda \gg R$ dafür hinreichend ist.

Es sei darauf hingewiesen, daß der Querschnitt der Potentialstreuung eines Neutrons von der gegenseitigen Orientierung der Spins des Neutrons und des Kerns abhängen kann, ebenso wie auch im Fall der Streuung an Protonen. Da zwei Möglichkeiten der Spineinstellung gegeben sind (falls nur der Kernspin nicht gleich Null ist), kann man den allgemeinen Ausdruck für den Querschnitt

der Potentialstreuung in der Form $\sigma = 4\pi(q_1 R_1^2 + q_2 R_2^2)$ schreiben, wobei R_1 und R_2 die Radien des Kernpotentials für die zwei verschiedenen Spinorientierungen des Neutrons sind und $q_{1,2} = \frac{2\left(i \pm \frac{1}{2}\right) + 1}{2(2i+1)}$ statistische Gewichte, die von der Größe des Kernspins i abhängen. Dieser Ausdruck gilt unter der Bedingung, daß der Abstand zwischen den Kernen im streuenden Medium viel größer ist als die Wellenlänge des Neutrons und eine kohärente Streuung von Nachbarkernen nicht auftritt. Andernfalls muß man die Interferenz der an Nachbarkernen gestreuten Neutronenwellen berücksichtigen, die Amplituden und nicht die Intensitäten addieren, wodurch der Ausdruck für den Streuquerschnitt eine viel kompliziertere Form erhält (z. B. bei der Streuung langsamer Neutronen an molekularem Wasserstoff oder in Kristallen). Wir betrachten aber vorläufig nur die Streuung von Neutronen an einzelnen Kernen und berücksichtigen hierbei keine Interferenzen dieser Art.

Eine Theorie der Resonanzstreuung [20] kann folgendermaßen aufgebaut werden. Die Resonanzstreuung tritt dann auf, wenn die Energie des Neutrons nahe einem Werte liegt, der einem quasistationärem Zustand des Systems Neutron-Kern entspricht. Jeder quasistationäre Zustand ist nicht durch einen genau definierten Energiewert, sondern durch ein endliches Energieintervall charakterisiert. Die Breite Γ des Intervalls ist umgekehrt proportional der Lebensdauer des quasistationären Zustandes $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$. Schreibt man dem quasistationären Zustand einen komplexen Energieeigenwert zu, $E = E_0 - i\Gamma$, so erhält der Zeitfaktor der Wellenfunktion des quasistationären Zustandes die Form

$$e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t} \cdot e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t}.$$

Folglich ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Systems in diesem Zustand proportional dem Quadrat der Wellenfunktion und klingt proportional $e^{-\frac{2\Gamma}{\hbar}\cdot t}$ ab, was durchaus einer endlichen Lebensdauer des quasistationären Zustandes und der Breite seines Energieniveaus entspricht.

Löst man die SCHRÖDINGER-Gleichung, so kann man die Wellenfunktion des Systems für komplexe Energieeigenwerte $E_0 - i\Gamma$ erhalten. In der Nähe des Energieeigenwertes kann die Wellenfunktion in Form einer Reihenentwicklung nach Potenzen der Differenz $E - (E_0 - i\Gamma)$ dargestellt werden. Bricht man die Entwicklung nach dem ersten Glied ab und bringt man die Lösung in eine Form, die (4.2) analog ist, d. h., stellt man die Wellenfunktion als Summe einer einfallenden und einer auslaufenden Welle dar, so kann man folgenden Ausdruck für die Phase δ_0 der gestreuten Welle erhalten:

$$\delta_l = \delta_l^{(0)} + \operatorname{arc\,tg} \frac{\Gamma}{E - E_0},$$

wobei $\delta_l^{(0)}$ die Phase weit ab von der Resonanz bei $|E - E_0| \gg \Gamma$ ist.

Beim Durchgang durch die Resonanzstelle ändert sich die Phase δ_l der gestreuten Welle um π. Die Streuamplitude hat die folgende Form:

$$f(\theta) = f^{(0)}(\theta) - \frac{2l+1}{k} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\Gamma} e^{2i\delta_l^{(0)}} P_l(\cos\theta).$$

Hier ist $f^{(0)}(\theta)$ die Amplitude in weiter Entfernung von der Resonanzstelle, die eine Summe von Gliedern umfaßt, die allen l-Werten, nicht nur dem l, für das die Resonanzbedingungen gültig sind, entsprechen. Mit anderen Worten, $f^{(0)}(\theta)$ ist die Amplitude der Potentialstreuung eines Neutrons. Ihr Wert beträgt

$$f^{(0)}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) \left(e^{2i\delta_l^{(0)}} - 1\right) P_l(\cos\theta).$$

Bezeichnet man die Amplitude der Resonanzstreuung mit

$$f^R(\theta) = \frac{2l+1}{k} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\Gamma} e^{2i\delta_l^{(0)}} P_l(\cos\theta),$$

so kann man schreiben:

$$f(\theta) = f^{(0)}(\theta) - f_l^R(\theta), \tag{4.9}$$

d. h., die Streuamplitude in der Nähe einer Resonanzstelle ist gleich der Differenz der Amplituden der Potential- und der Resonanzstreuung.

Im Fall langsamer Neutronen ($\lambda\!\!\!^{-} \gg R$) ist $l = 0$:

$$f_l^R = f_0^R = \frac{\Gamma}{k(E - E_0 + i\Gamma)},$$

$$f_0^0 = R,$$

$$f(\theta) = R - \frac{\Gamma}{k(E - E_0 + i\Gamma)} = R - \lambda\!\!\!^{-} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\Gamma}.$$

Der Wirkungsquerschnitt der Streuung ist

$$\sigma = 4\pi R^2 + 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma^2 - 2\frac{R}{\lambda_0}\Gamma(E_0 - E)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2} = \sigma_{\text{Pot}} + \sigma_{rs} - 8\pi\lambda_0 R \frac{\Gamma(E_0 - E)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}. \tag{4.10}$$

Außer der Summe des Potentials- und Resonanzquerschnitts tritt in dieser Formel ein sogenanntes Interferenzglied auf, das von der Addierung der Amplituden der Potential- und Resonanzstreuung herrührt. Beim Durchgang durch die Resonanzstelle ändert dieses Glied sein Vorzeichen von Minus auf Plus. Daher ist der Streuquerschnitt für $E < E_0$ kleiner als σ_{Pot} und für $E > E_0$ größer.

Im Zähler der Resonanzglieder dieser Formel steht die Gesamtbreite Γ des Niveaus, und die Formel hat dann Gültigkeit, wenn sich die Resonanz nur durch Streuung bemerkbar macht, ein Neutroneneinfang mit anschließenden Kernumwandlungsprozessen aber nicht vorhanden ist. Treten Einfangsprozesse auf, so muß im Zähler nicht die gesamte, sondern die sogenannte Neutronenbreite Γ_n stehen, die nur einen Bruchteil der Gesamtbreite ausmacht. Dieser Fall wird später ausführlicher behandelt. Sind einige nahe

beieinanderliegende Niveaus vorhanden, so ist die Formel unbrauchbar. Ihre Verallgemeinerung für diesen Fall hat eine kompliziertere Form [21].

An Hand der Streutheorie können somit folgende allgemeine Merkmale der elastischen Streuung langsamer Neutronen, deren Wellenlänge den Kernradius weit übertrifft ($\lambda \gg R$), vorausgesagt werden.

Der differentielle Querschnitt hängt nicht vom Streuwinkel ab (in Koordinaten des Schwerpunktsystems), d. h., die Streuung ist immer kugelsymmetrisch und $d\sigma = \frac{\sigma}{4\pi} \cdot d\omega = \frac{1}{2} \cdot \sigma \cdot \sin\theta \cdot d\theta$.

Der integrale Querschnitt σ ist in großer Entfernung von einer Resonanzstelle gleich dem Querschnitt der Potentialstreuung, d. h. angenähert $\sigma = 4\pi R^2$; σ hängt nicht von der Neutronenenergie ab. In der Nähe einer Resonanzstelle

Abb. 85. Querschnitt der Neutronenstreuung an Schwefel

verändert sich der integrale Querschnitt in komplizierter Weise. Für $E < E_0$ (E_0 ist der Resonanzwert der Neutronenenergie) ist der Querschnitt kleiner als $4\pi R^2$ und nimmt mit wachsender Energie ab, bis er bei $E \approx E_0 - \frac{\lambda}{R} \cdot \Gamma$ ein Minimum erreicht. Er steigt sodann steil an, durchläuft bei $E \approx E_0 + \frac{R}{\lambda} \cdot \Gamma$ ein Maximum und nimmt schließlich wieder ab, um, weit von der Resonanzstelle entfernt, den Wert $\sim 4\pi R^2$ zu erreichen.

Ein typisches Beispiel für die Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Neutronenenergie liefert Schwefel. In Abb. 85 ist der Gesamtquerschnitt der Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Schwefelkern dargestellt. Da im vorliegenden Fall praktisch kein Einfang von Neutronen stattfindet, ist der gemessene Gesamtquerschnitt gleich dem Streuquerschnitt. Der Querschnitt der Potentialstreuung ($4\pi R^2$) dürfte etwa 2,4 barn betragen. Vor der ersten und einigen anderen Resonanzspitzen ist der Querschnitt, wie zu erwarten war,

wesentlich kleiner als σ_{Pot}. Gleichzeitig mit diesem typischen Verlauf des Querschnitts beobachtet man einige Spitzen, vor denen praktisch kein Minimum zu bemerken ist. Dies erklärt sich nicht nur durch den Einfluß des Ausläufers der vorhergehenden Spitze, sondern hauptsächlich dadurch, daß diese Resonanzen von Null verschiedenen Werten des Spinmoments l des Neutrons entsprechen. Wie man aus der Formel (4.9) sieht, gibt im Fall der Resonanz bei $l = l_1$ die Potentialstreuung von Neutronen mit Momenten $l \neq l_1$, insbesondere mit $l = 0$, einen konstanten Streuquerschnittsbeitrag, für den keine Interferenz mit der Resonanzstreuung auftritt. Obwohl sich bei Neutronenenergien der Größenordnung einiger hundert keV die Streuung mit Momenten $l > 0$ bemerkbar macht, spielt doch die s-Streuung mit dem Moment $l = 0$ immer noch die Hauptrolle.

Die Formel (4.10) ist im Grunde genommen ein Spezialfall für den Ausdruck des Querschnitts σ, und zwar für den Fall, daß kein Einfang erfolgt und daß der Spin des streuenden Kerns gleich Null ist. Bei der Streuung an Schwefel sind diese beiden Bedingungen gegeben, denn S^{32}, das zu 95% vertretene Hauptisotop des Schwefels, hat den Spin Null. Hat der streuende Kern einen Spin i, der von Null verschieden ist, so sind bei der Streuung zwei Zustände des Systems Neutron-Kern mit den Spins $i - \frac{1}{2}$ und $i + \frac{1}{2}$ (bei $l = 0$) möglich. Da jedes Kernniveau durch einen bestimmten Wert des Spins gekennzeichnet ist, muß in jedem Fall die Resonanz nur für einen dieser beiden Zustände in Erscheinung treten. Für den anderen Zustand wird dann im gesamten Resonanzgebiet die reine Potentialstreuung mit einem von der Neutronenenergie unabhängigen Querschnitt beobachtet. Im allgemeinen Fall hat der Streuquerschnitt eines Neutrons in der Nähe einer einzelnen Resonanzstelle folgende Form

$$\sigma = \frac{i}{2i+1}\sigma_1 = \frac{i+1}{2i+1}\sigma_2 + 4\pi\lambda_0^2 \frac{i}{2i+1} \cdot \frac{\Gamma_n^2 + 2\frac{R_1}{\lambda_0}\Gamma_n(E-E_0)}{(E-E_0)^2+\Gamma^2}. \tag{4.11}$$

Hier sind σ_1 bzw. σ_2 die Querschnitte der Potentialstreuung in Zuständen mit dem Gesamtspin $\left(i - \frac{1}{2}\right)$ bzw. $\left(i + \frac{1}{2}\right)$; R_1 ist der Kernradius für den ersten Zustand, dem die Resonanz entspricht, Γ_n ist die Neutronenbreite. Entspricht dagegen die Resonanz dem Zustand mit dem Spin $i + \frac{1}{2}$, so ist im dritten Glied von (4.11) das statistische Gewicht $\frac{i}{2i+1}$ durch $\frac{i+1}{2i+1}$ und R_1 durch R_2 zu ersetzen.

Mit zunehmender Neutronenenergie wird die Bedingung $\lambda \gg R$ immer mehr verletzt. Daher wächst bei der Streuung der Anteil der Neutronen mit Momenten $l > 0$. Dies ist schon am Beispiel des Schwefels ersichtlich, wo für $E > 0{,}2$ MeV Resonanzstreuspitzen auftreten, die man nicht einer Streuung mit $l = 0$ zuschreiben kann. Es ist klar, daß auch in der Amplitude der Potentialstreuung (4.5) Glieder mit $l > 0$ auftreten. Dies führt vor allem zu einer Abweichung der Streuung von der Kugelsymmetrie. Der differentielle Streuquerschnitt zeigt eine Abhängigkeit vom Streuwinkel θ.

Man kann den Charakter dieser Abhängigkeit voraussagen, indem man die Winkelverteilung untersucht, die verschiedenen Werten von l entspricht. Sie ist durch das Quadrat der Streuamplitude gegeben, da

$$d\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 d\omega,$$

wobei

$$|f(\theta)|^2 = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l,m} A_l A_m P_l(\cos\theta)\, P_m(\cos\theta) \right|.$$

Es ist klar, daß im Fall der Resonanzstreuung, die einem bestimmten Wert von l entspricht, die Winkelverteilung proportional dem Quadrat der entsprechenden Kugelfunktion $P_l\,(\cos\theta)$ ist, da $|f(\theta)|^2 = |B_l P_l\,(\cos\theta)|^2$ (B_l hängt nicht von θ ab). In Abb. 86 sind die Quadrate einiger Kugelfunktionen in Polarkoordinaten dargestellt. Alle haben Maxima für $\theta = 0°$ und $\theta = 180°$ (längs der Streuachse). Für $l \geqq 2$ treten seitliche Blättchen auf, deren Maxima jedoch etwa zehnmal kleiner sind als die Hauptmaxima (längs der Achsen).

Abb. 86. Quadrate der Kugelfunktionen $P_l\,(\cos\theta)$ in Polarkoordinaten

Man kann erwarten, daß die Abweichung von der Kugelsymmetrie mit größter Wahrscheinlichkeit die Form einer Intensitätsverstärkung längs der Streuachse, d. h. nach vorn oder nach hinten, haben wird. So geschieht es auch in der Mehrzahl der bekannten Fälle. Zwar kann man aus einer hinreichend großen Zahl von Kugelfunktionen mit entsprechend ausgesuchten Koeffizienten eine Streuamplitude aufbauen, die einer beliebigen Winkelverteilung $d\sigma(\theta)$ entspricht, jedoch ist die Zahl der Glieder in der Entwicklung der Amplitude nach Kugelfunktionen bei nicht sehr großer Neutronenenergie klein, und ihre relative Rolle nimmt mit wachsender Größe von l ab.

Es ist klar, daß sich in der Nähe der Resonanz die Winkelverteilung stark mit der Neutronenenergie verändern kann, da bei Resonanz in der Streuamplitude ein Glied mit einem bestimmten l-Wert die Hauptrolle spielt, während in größerer Entfernung von der Resonanzstelle der Einfluß dieses Gliedes wesentlich kleiner ist.

Bei Vergrößerung der Neutronenenergie verringert sich der Einfluß der Resonanzerscheinungen, da der Abstand zwischen den Niveaus des Zwischenkerns abnimmt und ihre Breite wächst. Andererseits verstärkt sich bei der Streuung

der Beitrag einer immer größeren Anzahl von Zuständen mit von Null verschiedenen Momenten l.

Der Streuquerschnitt ändert sich mit der Energie stetig, und man kann ihn auf dem Wege der Mittelung über eine größere Anzahl von Zuständen des Systems Neutron-Kern berechnen. Die Art dieser Mittelung beruht gewöhnlich auf der Vorstellung, der Kern sei ein kompakter Körper, den man durch einige Konstanten charakterisieren kann, die die Art der Wechselwirkung mit Neutronen bestimmen. Ist die Wellenlänge des Neutrons von der Größenordnung des Kernradius, jedoch groß gegenüber dem Abstand zwischen den Nukleonen im Kern, so ist die Vorstellung, der Kern sei ein kompakter Körper, durchaus zulässig, und zur Beschreibung der Wechselwirkung mit einem Neutron kann man den Kern durch den Radius, einen Brechungsindex und einen Absorptionskoeffizienten charakterisieren. Der Brechungsindex hängt mit der Tiefe des Potentialstopfes für Neutronen im Kern zusammen, und der Absorptionskoeffizient bestimmt die Durchsichtigkeit des Kerns. Für Neutronen mit Energien bis zu 10—12 MeV wurde der Kern gewöhnlich als völlig undurchsichtig angenommen, d. h., der Absorptionskoeffizient wurde gleich Eins gesetzt.

Ein absolut schwarzer Kern muß offensichtlich jedes Neutron einfangen, das in einer Entfernung von der Größenordnung $\lambda\!\!\!^{-}$ an ihm vorbeifliegt. Daher muß der Einfangsquerschnitt gleich $\pi(R+\lambda\!\!\!^{-})^2$ sein. Die Streuung an einem solchen Kern ist ein Analogon zur Beugung von Lichtwellen an einem runden undurchsichtigen Schirm. Daher wird die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen durch die gleichen Formeln beschrieben wie auch die Beugung des Lichtes. Eine Ableitung dieser Formeln ist in dem Aufsatz von Pomerantschuk und Achieser [22] und auch in der späteren Arbeit von Hauser und Feshbach [23] gegeben.

Der differentielle Querschnitt der Beugungsstreuung hat die Form

$$d\sigma(\theta) = \frac{1}{4}(R+\lambda\!\!\!^{-})^2 \operatorname{ctg}^2\frac{\theta}{2}\left[J_1\left(\frac{R+\lambda\!\!\!^{-}}{\lambda\!\!\!^{-}},\ \sin\theta\right)\right],$$

wobei J_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung ist. Im Winkelintervall $\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R} \ll \theta \ll 1$ kann man eine asymptotische Darstellung der Bessel-Funktion benutzen und den differentiellen Querschnitt in der folgenden Form schreiben:

$$d\sigma(\theta) = \frac{2}{\pi} R\lambda\!\!\!^{-} \frac{\sin^2\left(\frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}\theta - \frac{\pi}{4}\right)}{\theta^3}\, d\omega.$$

Nach dieser Formel nimmt der Querschnitt mit $\frac{1}{\theta^3}$ ab, wobei er Schwingungen mit der Periode $\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R}$ ausführt.

Somit erfahren Neutronen, deren Wellenlänge gleich oder kleiner als der Kernradius ist, eine elastische Beugungsstreuung hauptsächlich unter kleinen Winkeln von der Größenordnung $\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R}$, die mit zunehmender Energie abnehmen. Im Paragraphen 24 werden Versuchsergebnisse mitgeteilt, die das Vorhandensein der Beugungsstreuung bestätigen.

Der integrale Querschnitt der elastischen Beugungsstreuung kann durch Integration der vorhergehenden Formeln erhalten werden. Unter der Bedingung $\lambda\!\!\!^{-} \ll R$ ergibt er sich zu:

$$\sigma_{\text{Beug.}} = \pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2.$$

Der totale Querschnitt der Wechselwirkung eines schnellen Neutrons mit einem Kern ist ungefähr gleich

$$\sigma_t = 2\pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2$$

und teilt sich je zur Hälfte in den Einfangsquerschnitt und den Querschnitt der elastischen Beugungsstreuung auf.

Nimmt man die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Neutrons durch einen Kern kleiner als Eins an, so ist ein anderer Zusammenhang zwischen Streu- und Einfangquerschnitt zu erwarten. Der differentielle Streuquerschnitt muß in diesem Fall ebenfalls anders sein, da er ja das Ergebnis der Beugung nicht nur der vom Kernrand abgelenkten Wellen darstellt, sondern auch der durch den Kern hindurchgehenden Wellen, weil der Kern das Neutron nicht vollständig absorbiert, d. h. als halbdurchsichtig anzusehen ist. Da es Gründe dafür gibt (siehe weiter unten), den Kern selbst für energiearme Neutronen nicht als völlig schwarz anzunehmen, sind die unter der Voraussetzung des schwarzen Kerns abgeleiteten Formeln für die Beugungsstreuung nur als erste Näherung anzusehen, die die Abhängigkeit des differentiellen Querschnitts vom Streuwinkel qualitativ beschreiben.

Zur richtigen Lösung des Problems der Beugungsstreuung ist es unerläßlich, nicht nur die Durchsichtigkeit des Kerns zu berücksichtigen, sondern auch die Tatsache, daß sich das Potential am Rande des Kerns nicht sprungartig ändert, wie es bei der Ableitung der vorhergehenden Formeln angenommen wurde, sondern stetig, was sich auf den Reflexionskoeffizienten der Neutronenwelle an der Oberfläche des Kerns auswirken muß.

Außerdem gilt die abgeleitete Formel nur für kugelförmige Kerne. Kerne, die Abweichungen von der Kugelform zeigen, müssen andere Beugungsbilder ergeben, die in ihrer Form der Projektion des Kerns auf eine zur Richtung des einfallenden Neutronenstrahls senkrechte Fläche ähnlich sind. Sind die streuenden Kerne nicht orientiert, so wird sich ein verwaschenes Beugungsbild mit abgeflachten Maxima und Minima zeigen.

Der Wirkungsquerschnitt der Beugungsstreuung (σ_d), der Absorptionsquerschnitt (σ_0) und der totale Querschnitt (σ_t) wurden für einen halbdurchsichtigen Kern von Fernbach, Serber und Taylor [24] berechnet. Bei ihrer Berechnung wählten sie den Absorptionskoeffizienten so, daß die mittlere Reichweite des Neutrons in der Kernsubstanz $L = 6 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt. Dieser Wert ist etwas größer als der Radius leichter Kerne und kleiner als der Radius schwerer Kerne; er stimmt befriedigend mit den experimentellen Querschnitten für Neutronen mit Energien von 90 MeV überein. In Abb. 87 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt. Längs der Abszissenachse ist das Verhältnis des Kernradius zur Reichweite des Neutrons und auf der Ordinatenachse das Verhältnis des Querschnitts zum geometrischen Querschnitt (πR^2) aufgetragen. Der

Absorptionsquerschnitt nimmt, wie zu erwarten war, monoton mit der Vergrößerung der Kerndimensionen zu und nähert sich dem geometrischen Querschnitt, da ja die Dicke des Kerns und damit auch seine Undurchsichtigkeit wächst.

Der Querschnitt der elastischen Beugungsstreuung ist für durchsichtige Kerne ($R \ll L$) klein, steigt jedoch bei zunehmender Undurchsichtigkeit an, um

Abb. 87. Totaler Querschnitt σ_t, Querschnitt der Beugungsstreuung σ_d und Querschnitt der unelastischen Zusammenstöße σ_0 in Abhängigkeit vom Verhältnis der Neutronenwellenlänge zum Kernradius. Längs der Abszissenachse: $x = kR$; längs der Ordinatenachse: $\frac{\sigma}{\pi R^2}$

bei $R \approx 1{,}2\, L$ den geometrischen Querschnitt um das 1,6fache zu übertreffen, und nimmt dann weiterhin bei Vergrößerung von $\frac{R}{L}$ ab bis zu einem Grenzwert, der dem geometrischen Kernquerschnitt gleich ist.

Versuche, in denen der totale Querschnitt der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Kernen gemessen wurde, weisen darauf hin, daß für Neutronen sehr hoher Energien die Kerne durchsichtig sind. Für einen undurchsichtigen („absolut schwarzen") Kern ergibt sich der totale Querschnitt zu ungefähr $\sigma_t = 2\pi R^2$ (für $\lambda \ll R$), woraus $R = \sqrt{\frac{\sigma_t}{2\pi}}$ folgt. Da der Kernradius proportional $A^{\frac{1}{3}}$ ist (A ist die Zahl der Teilchen im Kern), muß R eine lineare Funktion von $A^{\frac{1}{3}}$ sein. Berechnet man aus den experimentell ermittelten Werten von σ_t die entsprechenden R_{exp} und trägt diese über $A^{\frac{1}{3}}$ auf, so erhält man tatsächlich eine lineare Abhängigkeit

$$R_{\text{exp}} = \left(1{,}37\, A^{\frac{1}{3}} + 1{,}7\right) \cdot 10^{-13}\,\text{cm}$$

für Neutronen mit Energien von 14—25 MeV [25, 26]. Für schnellere Neutronen mit Energien von 90 MeV zeigt sich jedoch ein nichtlinearer Gang für R_{exp}, und zwar ist [27]:

$$R_{\text{exp}} = \left(1{,}37\,A^{\frac{1}{3}} + 0{,}5\right)\left(1 - e^{-0{,}49\,A^{\frac{1}{3}}}\right) \cdot 10^{-13}\,\text{cm}.$$

Auf Abb. 88 sind beide Ergebnisse graphisch dargestellt. In der letzten Formel ist das Exponentialglied dafür verantwortlich, daß der Wechselwirkungsradius um so mehr von $1{,}37\,A^{\frac{1}{3}}$ abweicht, je leichter der Kern ist, d. h., je durchsichtiger er ist. Kennt man den mittleren Wechselwirkungsradius des Neutrons mit den Kernteilchen und die mittlere Dichte der Teilchen im Kern (die für alle Kerne gleich ist), so kann man die mittlere freie Weglänge eines Neutrons im Kern ermitteln. Für ein Neutron mit der Energie von 90 MeV beträgt sie etwa $6 \cdot 10^{-13}$ cm [24].

Abb. 88. Kernradien, die an Hand der Streuung von Neutronen mit Energien 14—25 MeV (Kurve II) und 90 MeV (Kurve I) ermittelt wurden

Sind die Kernabmessungen kleiner als die mittlere freie Weglänge, so verläßt ein beträchtlicher Anteil der Neutronen, die auf den Kern einfallen, diesen, ohne eine Wechselwirkung zu erleiden. Das wird auch tatsächlich für leichte Kerne beobachtet. Die Abmessungen schwerer Kerne ($R \cong 9 \cdot 10^{-13}$ cm) sind merklich größer als die mittlere Weglänge und daher erweisen sich die schweren Kerne praktisch als undurchsichtig.

Die eben dargelegte Methode zur Lösung des Problems der elastischen Beugungsstreuung, die sich darauf gründet, daß der Kern als kompakter Körper angesehen wird der durch optische Konstanten charakterisiert ist (Brechungsindex und Absorptionskoeffizient), kann auf das Gebiet höherer Energien nur insoweit ausgedehnt werden, wie die Wellenlänge des Neutrons größer ist als der Abstand zwischen einzelnen Nukleonen im Kern. Da $\lambda = 29{,}2 \cdot 10^{-13} \cdot E^{-\frac{1}{2}}$ (E in MeV) ist und der Abstand zwischen den Nukleonen etwa $2\,r_0 = 3 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt, liegt dieser Grenzwert bei Energien von der Größenordnung 100 MeV. Bei höheren Energien, d. h. kleineren Wellenlängen des Neutrons, hat es bereits keinen Sinn mehr, die Wechselwirkung eines Neutrons mit dem Kern als Ganzem zu betrachten. Ist $\lambda \ll 3 \cdot 10^{-13}$ cm, so ist die Streuung an einem Kern äquivalent der Streuung an freien Nukleonen,

aus denen sich der Kern zusammensetzt. Im Zwischengebiet, d. h. bei Energien des Neutrons von einigen hundert MeV, muß allem Anschein nach die Streuung als Resultat von Interferenzen der von verschiedenen Nukleonen gestreuten Wellen behandelt werden, und zur Berechnung des Streuquerschnitts ist ein gewisser Strukturfaktor des Kerns einzuführen, der dem Atomformfaktor in der Streutheorie für Röntgenstrahlen analog ist. Zur Berechnung dieses Strukturfaktors sind nicht nur Angaben über die Struktur des Kerns, sondern auch genaue Vorstellungen über den Charakter der Streuung von Neutronen an einzelnen Nukleonen notwendig, d. h. detaillierte Charakteristika der n — n- und n — p-Streuung bei den entsprechenden Energien. Experimentelle Angaben über die Streuung von Neutronen und Protonen höherer Energien werden weiter unten im § 25 diskutiert.

§ 23. Der Neutroneneinfang

Der Einfang eines Neutrons durch einen Kern führt zur Bildung eines Zwischenkerns mit der Anregungsenergie

$$E^* = \frac{M}{M+m} E + \varepsilon;$$

hier ist M die Masse des bombardierten Kerns, m die Masse des Neutrons, ε die Bindungsenergie des Neutrons im Zwischenkern und E die kinetische Energie des Neutrons vor dem Stoß. Der angeregte Zwischenkern geht unter Aussendung von γ-Quanten oder Teilchen oder aber durch Kernspaltung in einen Zustand mit geringerer Energie über. Da dieser Übergang, von der Kernzeitrechnung her gesehen ($\sim 10^{-22}$ sec), erst verhältnismäßig spät nach dem Einfang des Neutrons erfolgt, hängt die Art des Übergangs nicht von der Art der Bildung des Zwischenkerns ab, sondern nur vom Anregungszustand. Daher kann man den Übergangsprozeß als einen unabhängigen Prozeß ansehen, der nur „historisch" mit dem Neutroneneinfang verknüpft ist, der aber ebenso gut auch ohne Einfang möglich wäre, z. B. bei der Anregung des Kerns durch Quanten oder geladene Teilchen. Jedoch ist die Lebensdauer des angeregten Zwischenkerns, die in den meisten Fällen vom Gesichtspunkt der Experimentalphysik her unmeßbar klein ist, nicht aus direkten Messungen bekannt, sondern aus indirekten Angaben über die Energiebreite der Kernniveaus. Daher ist es sinnvoll, den Einfang eines Neutrons und den darauffolgenden Umwandlungsprozeß des Zwischenkerns als einen einzigen Prozeß anzusehen. Aus diesem Grunde spricht man gewöhnlich von verschiedenen Typen des Neutroneneinfangs (z. B. vom Strahlungseinfang), wobei die Verschiedenartigkeit des Umwandlungsprozesses des Zwischenkerns gemeint ist.

Die Möglichkeit des einen oder anderen Einfangsprozesses und deren relative Wahrscheinlichkeiten hängen in erster Linie von den energetischen Verhältnissen ab. So sind z. B. für Energien, die unterhalb des Schwellenwertes liegen, endotherme Prozesse unmöglich. Wenden wir uns nun der Untersuchung der Energieverhältnisse bei verschiedenen Einfangsprozessen zu.

Ein Neutroneneinfang mit anschließender Teilchenemission ist offenbar nur dann möglich, wenn die Bindungsenergie des zu emittierenden Teilchens ε_x kleiner ist als die Anregungsenergie des Zwischenkerns

$$E^* = \frac{M}{M+m} E + \varepsilon_n > \varepsilon_x$$

oder

$$\frac{M}{M+m} E > \varepsilon_x - \varepsilon_n = Q,$$

wobei Q die Reaktionsenergie ist.

Da die Bindungsenergie der Protonen und α-Teilchen (ε_p und ε_α) sowohl größer als auch kleiner sein kann als die Bindungsenergie eines Neutrons ε_n, so können die Reaktionen (n, p) und (n, α) sowohl endotherm ($Q < 0$) als auch exotherm ($Q > 0$) sein. Exotherme Reaktionen sind bei beliebigen Neutronenenergien möglich, endotherme Reaktionen dagegen nur dann, wenn die Energie des Neutrons den Schwellenwert S übersteigt, wobei

$$S = \frac{M+m}{M} Q = \frac{M+m}{M} (\varepsilon_x - \varepsilon_n).$$

Für die Reaktion (n, p) läßt sich ein Grenzwert für die Energie Q angeben. Ist der bombardierte Kern stabil, so kann Q nicht größer sein als die Differenz der Massen eines Neutrons und eines Wasserstoffatoms ($n - H'$) $= 0{,}782$ MeV, da anderenfalls eine Umwandlung des bombardierten Kerns in einen zu diesem isobaren Endkern durch K-Einfang oder β^+-Zerfall möglich wäre. Folglich kann die Reaktion (n, p) im Fall stabiler Kerne nicht sehr stark exotherm sein. Daher ist auch die Zahl der bekannten exothermen Reaktionen (n, p) sehr gering. In den meisten Fällen sind die Reaktionen (n, p) endotherm und durch bestimmte Schwellenwerte gekennzeichnet.

Obwohl exotherme Reaktionen (n, p) und (n, α) bei beliebigen Neutronenenergien stattfinden können und endotherme bei $E > S$, so ist doch die Wahrscheinlichkeit für diese Reaktionen gering, falls Q oder $E - S$ klein sind im Vergleich zur Höhe des Potentialwalls für Protonen oder α-Teilchen. Sie ist begrenzt durch die Durchdringbarkeit des Walls.

Ist B die Höhe des Walls, so kann man die Bedingung für die praktische Möglichkeit (merkliche Wahrscheinlichkeit) der Reaktion (n, p) und (n, α) in der Form $E_n + \varepsilon_n - \varepsilon_{p,\alpha} \gtrsim B_{p,\alpha}$ darstellen. Da die Höhe des Walls angenähert $Z^{\frac{2}{3}}$ proportional ist (Z ist die Kernladung), wird sich diese Bedingung um so strenger auswirken, je schwerer der Kern ist. Daher treten für langsame Neutronen die Reaktionen (n, p) und (n, α) nur bei einer geringen Anzahl leichter Kerne auf, deren Potentialwall niedrig ist. Für schnelle Neutronen sind diese Prozesse zwar bei beliebigen Kernen möglich, jedoch ist ihre Wahrscheinlichkeit gering wegen der starken Konkurrenz anderer Prozesse. Unter diesen Reaktionen gibt es sehr wichtige und nützliche. Zum Beispiel wird die exotherme Reaktion B^{10}(n, α)Li^7 sehr häufig in der Neutronenphysik und Technik zum Nachweis von Neutronen benutzt. Mit Hilfe der Reaktionen N^{14} (n, p) C^{14} und

S^{32} (n, p) P^{32} stellt man die radioaktiven Isotope C^{14} und P^{32} her, die in der Biologie und Chemie Verwendung finden. Vom Standpunkt der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen kann man sie jedoch nur als nützliche Ausnahmen betrachten. Der Neutroneneinfang mit anschließender Kernspaltung ist allgemein ein wenig verbreiteter Prozeß.

Die energetische Bedingung für die Emission eines Neutrons durch den Zwischenkern ist offenbar immer erfüllt, d. h. bei beliebiger Energie des eingefangenen Neutrons. Da außerdem für ein Neutron kein Potentialwall existiert, ist zu erwarten, daß die Emission eines Neutrons als Ergebnis des Neutroneneinfangs, d. h. die Streuung (Resonanzstreuung), ein sehr wahrscheinlicher Wechselwirkungsprozeß bei beliebiger Neutronenenergie ist. Dies kann allerdings nicht bezüglich der unelastischen Streuung gesagt werden, wo ein Teil der kinetischen Energie des gestreuten Neutrons zur Anregung des streuenden Kerns verbraucht wird. Die unelastische Streuung ist einer exothermen Reaktion analog, die einen bestimmten Schwellenwert besitzt. Ist E_k die Anregungsenergie des streuenden Kerns, so ergibt sich der Schwellenwert der unelastischen Streuung zu

$$S = \frac{M+m}{M} E_k .$$

Neutronen mit Energien $E_n < S$ können nicht unelastisch gestreut werden. Folglich ist eine unelastische Streuung nicht bei beliebigen Neutronenenergien möglich, sondern nur bei solchen Energien, die die Anregungsenergie des niedrigsten Niveaus des streuenden Kernes übertreffen. Die Lage der niedrigsten Niveaus ist für verschiedene Kerne verschieden. Die allgemeine Regel läuft darauf hinaus, daß die Niveaus um so niedriger liegen, je schwerer der Kern ist. Bei schweren Kernen beträgt die Energie der niedrigsten Niveaus einige zehntel MeV, bei den leichten Kernen einige MeV und mehr. Man muß noch berücksichtigen, daß beim Beschuß eines Kerns mit Neutronen seine Anregung nicht in jedes Niveau möglich ist. Hat z. B. der angeregte Zustand ein Moment, das sich stark von dem des Grundzustandes unterscheidet, so ist eine Anregung des Kerns in diesen Zustand nur beim Zusammenstoß mit einem Neutron möglich, das ein auf den Kern bezogenes großes Bahnmoment hat, und dies ist nur dann der Fall, wenn das Neutron eine sehr große Energie besitzt. Infolgedessen ist es z. B. wenig wahrscheinlich, daß isomere Niveaus eines Kerns beim Beschuß mit Neutronen angeregt werden, deren Energien die des metastabilen Zustandes nur wenig übertreffen.

Auf Grund aller dieser Überlegungen ist zu erwarten, daß eine unelastische Streuung von Neutronen an schweren Kernen bei Neutronenenergien stattfindet, die einige hundert keV übertreffen, an leichten Kernen dagegen bei Neutronenenergien von einem oder einigen MeV.

Zweifellos muß die Neutronenstreuung (unelastische oder elastische) ein bedeutend wahrscheinlicherer Prozeß als der Neutroneneinfang sein, der von der Emission eines geladenen Teilchens begleitet ist, da es für das Neutron keinen Potentialwall gibt. Die Wahrscheinlichkeit der Emission eines langsamen geladenen Teilchens ist wegen des Vorhandenseins eines Potentialwalls

verschwindend klein, während ein Neutron bereits mit sehr kleiner Energie emittiert werden kann. Die Wahrscheinlichkeit für die Aussendung eines Neutrons aus dem Kern ist zwar der Neutronengeschwindigkeit außerhalb des Kerns proportional und wächst folglich proportional $E^{\frac{1}{2}}$ mit der Energie des Neutrons, aber diese Abhängigkeit ist beträchtlich schwächer als die exponentielle Abhängigkeit der Durchdringbarkeit des Walls von der Energie geladener Teilchen.

Der Strahlungseinfang eines Neutrons ist mit sehr wenigen Ausnahmen bei beliebigen Energien und für beliebige Kerne möglich. Unter den stabilen Kernen ist nur einer bekannt, der nicht zum Einfang eines Neutrons fähig ist, und das ist der Kern He^4, d. h. das α-Teilchen. Alle übrigen Kerne können Neutronen einfangen, und die positive Bindungsenergie des Neutrons, die frei wird, kann von dem gebildeten Kern immer in der Form von γ-Quanten abgegeben werden (in Abhängigkeit von der Niveaufolge des Kerns werden ein oder mehrere Quanten in Kaskadensprüngen erzeugt). Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß Strahlungsprozesse für Kerne eine geringe Wahrscheinlichkeit besitzen. Davon kann man sich an Hand einfacher Überlegungen überzeugen, die auf der klassischen Elektrodynamik beruhen. Die Wahrscheinlichkeit der Emission eines geladenen Teilchens ist proportional dem Quadrat der Beschleunigung, mit der sich das Teilchen bewegt. Bei ein und derselben Energie der periodischen (Schwingungs-) Bewegung des Teilchens ist seine Beschleunigung dem Quadrat der Masse umgekehrt proportional. Da die Kernteilchen tausendmal schwerer als Elektronen sind, ist die Wahrscheinlichkeit der Emission oder Absorption von elektromagnetischer Strahlung für sie sehr klein. Mit anderen Worten, die Wechselwirkung von Kernen mit Strahlung ist wegen ihrer großen Masse ziemlich schwach. Infolgedessen ist die Lebensdauer eines Kerns hinsichtlich der Ausstrahlung von Quanten ziemlich groß, d. h., der Kern emittiert, falls dies möglich ist, mit größerer Wahrscheinlichkeit Teilchen als γ-Quanten. Jedoch ist die Aussendung eines Teilchens nur dann möglich, wenn die Anregungsenergie größer als die Bindungsenergie des Teilchens ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so ist der Strahlungsübergang der einzig mögliche Prozeß. Daher tritt die γ-Strahlung, ungeachtet der schwachen Wechselwirkung mit Kernen, sehr häufig als Begleiterscheinung bei verschiedenen Kernprozessen auf.

Die Lebensdauer eines Kerns bezüglich des Strahlungsübergangs mit der Energie E kann durch folgende Formel dargestellt werden:

$$\tau = A\,(l!)^2 \left(\frac{b}{E}\right)^{2l+1}.$$

Hier bedeutet l die Ordnung der Multipolstrahlung, die gleich der Differenz der Momente des strahlenden Kerns im Anfangs- und Endzustand ist, d. h. $l = i_1 - i_2$; A und b sind Konstanten. Für Dipolstrahlung ist $l = 1$, für Quadrupolstrahlung $l = 2$ usw. Die kleinste Lebensdauer entspricht einem Dipolstrahlungsübergang. Da aber in den Kernen nur Ladungen eines Vorzeichens vorhanden sind, haben ihre Dipolmomente einen sehr kleinen Wert,

und Dipolstrahlungsübergänge sind, wie MIGDAL [28] zeigte, ziemlich unwahrscheinlich, insbesondere bei kleinen Übergangsenergien. Im Zusammenhang hiermit ist die von Kernen ausgesandte γ-Strahlung sehr häufig das Ergebnis von Quadrupol- oder noch höheren Multipolübergängen. Übergänge aus Zuständen mit so hoher Anregungsenergie, wie sie dem Neutroneneinfang entspricht (etwa 8 MeV), können mit größerer Wahrscheinlichkeit Dipolübergänge sein. Dafür ist hinreichend, daß der strahlende Kern wenigstens ein Niveau besitzt, dessen Energie kleiner ist als die Anregungsenergie und dessen Moment sich um Eins von dem unterscheidet, mit dem der Zwischenkern gebildet wurde. Da die Anzahl der Niveaus unterhalb 8 MeV bei der Mehrzahl der Kerne ziemlich groß ist, so findet sich unter ihnen mit großer Wahrscheinlichkeit wenigstens ein geeignetes. Daher kann man bei der Abschätzung der Wahrscheinlichkeit eines Strahlungsüberganges diesen als Dipolübergang betrachten. Für einen Dipolübergang gilt aber

$$\tau \approx A\left(\frac{b}{E}\right)^3,$$

d. h., die Übergangswahrscheinlichkeit ist proportional der dritten Potenz der Anregungsenergie.

Die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Neutrons mit kleiner Energie ist dessen Geschwindigkeit proportional, d. h. $E_n^{\frac{1}{2}}$. Bei größeren Energien ist diese Abhängigkeit komplizierter. Offensichtlich wächst im Bereich $E^* > \varepsilon_n$ die Emissionswahrscheinlichkeit für ein Neutron schneller als für ein γ-Quant. Da die Übergangswahrscheinlichkeit $W_i = \frac{\Gamma_i}{\hbar}$ der Niveaubreite proportional ist, so kann man die Abhängigkeit der Neutronenbreite Γ_n und der Strahlungsbreite Γ_γ von der Anregungsenergie in folgender Form darstellen:

$$\Gamma_n = B E_n^{\frac{1}{2}} = B(E^* - \varepsilon_n)^{\frac{1}{2}},$$
$$\Gamma_\gamma = A E^{*3} = A(\varepsilon_n + E_n)^3 = A E_n^3 \left(1 + \frac{E_n}{\varepsilon_n}\right)^3$$

(A und B sind Konstanten).

Für $E_n \ll \varepsilon_n \approx 8$ MeV verändert sich Γ_γ sehr langsam, Γ_n wächst dagegen wie $E^{\frac{1}{2}}$.

Infolge dieser Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten des angeregten Kernes von der Anregungsenergie entscheidet sich die Konkurrenz zwischen Strahlungseinfang und Neutronenstreuung nur bei Neutronenenergien von etwa 10 eV oder weniger zugunsten des Strahlungseinfanges. Bei Vergrößerung der Neutronenenergie wächst die Neutronenbreite Γ_n, während die Strahlungsbreite Γ_γ praktisch unveränderlich bleibt. Daher wird die Streuung bei wachsender Neutronenenergie ein immer wahrscheinlicherer Prozeß, während die relative Wahrscheinlichkeit des Strahlungseinfangs abnimmt.

Eine allgemeine Vorstellung von den Wahrscheinlichkeiten verschiedener Übergangsprozesse angeregter Kerne vermittelt das Breitendiagramm von WEISSKOPF-EWING [29], das mittels der statistischen Kerntheorie berechnet wurde. Es ist in Abb. 89 dargestellt. Auf der Abszissenachse ist die Anregungsenergie des Kerns aufgetragen, wobei die Bindungsenergie ε_n des Neutrons zu 8 MeV angenommen wurde. Die Bindungsenergie eines Protons wurde gleich der Bindungsenergie eines Neutrons, d. h. ebenfalls gleich 8 MeV gesetzt. Auf der Ordinatenachse sind in logarithmischem Maßstab die Partialbreiten Γ_n, Γ_γ, Γ_p aufgetragen. Die ausgezogenen Linien gehören zum Kern Cu, die gestrichelten Linien zum schwereren Kern Sn.

Abb. 89. Strahlungsbreite Γ_γ, Neutronenbreite Γ_n und Protonenbreite Γ_p für Kupfer und Zinn nach der statistischen Theorie von WEISSKOPF-EWING

Im gesamten dargestellten Energieintervall (über 8 MeV) ist die Neutronenbreite beträchtlich größer als die anderen Breiten; demzufolge ist die Neutronenemission (Streuung) der wahrscheinlichste Prozeß. Nur bei Anregungsenergien in der Nähe von 8 MeV, die dem Einfang langsamer Neutronen entsprechen, nimmt Γ_n stark mit sich verringernder Energie ab $(\sim \sqrt{E_n})$ und kann in diesem Bereich von derselben Größenordnung wie die Strahlungsbreite Γ_γ sein. Dies aber bedeutet, daß Strahlungseinfang und Streuung nur bei kleinen Neutronenenergien gleich wahrscheinlich sind. Die Protonenbreite Γ_p ist wegen des Potentialwalls wesentlich kleiner als die Neutronenbreite Γ_n. Der Unterschied ist um so größer, je größer die Ladung des Kerns ist. So unterscheiden sich Γ_n und Γ_p für den Kern Sn ($Z = 50$) stärker als für den Kern Cu ($Z = 29$). Die Breite Γ_p kann für einen leichten Kern unter der Bedingung $\varepsilon_p < \varepsilon_n$ von der gleichen Größenordnung oder größer als Γ_n sein. Dies entspricht einem Abfall der Kurve Γ_p nach links im Diagramm.

Ein Neutroneneinfang, der von Kernspaltung begleitet ist, wird praktisch nur für die allerschwersten Kerne beobachtet. Obwohl der Spaltungsprozeß für eine sehr große Zahl stabiler Kerne mit Massenzahlen $A > 100$ exotherm verläuft, wird das Auseinanderfliegen der Splitter durch den Potentialwall stark behindert. Gemäß den Energieverhältnissen für den Spaltungsprozeß kann man alle Kerne mit $A > 100$ nicht als stabil, sondern als metastabil ansehen. Aber die Lebensdauer dieser Kerne im metastabilen Zustand ist dank des hohen Potentialwalls so groß, daß eine Spaltung für die Mehrzahl dieser Kerne überhaupt nicht beobachtet wird. Nur für eine sehr kleine Anzahl der schwersten Kerne kann man mit Mühe eine Spaltung beobachten. Natürlich kann man einen beliebigen Kern spalten, wenn man ihm eine zum Überwinden des Potentialwalls hinreichend große Energie mitteilt. Zum Beispiel erfahren solche Kerne wie Pb, Bi, Pt usw. keine Spaltung, wenn sie mit

Neutronen beschossen werden, deren Energie von der Größenordnung 1 MeV ist. Die Spaltung setzt jedoch ein, wenn die Energie der zum Beschuß verwendeten Neutronen einige Dutzend MeV erreicht [30]. Die Energie, die man dem Kern zuführen muß, um seine Spaltung hervorzurufen, wird als Aktivierungsenergie bezeichnet. Ist die Aktivierungsenergie groß (von der Größenordnung einiger Dutzend MeV), so wird die Wahrscheinlichkeit einer Spaltung gering sein, da der Prozeß der unelastischen Streuung, für den eine wesentlich kleinere Anregungsenergie ausreicht, sehr viel wahrscheinlicher ist. Daher ist für die Mehrzahl der Kerne der von einer Spaltung begleitete Neutroneneinfang ein sehr seltener Prozeß. Nur für eine kleine Anzahl der allerschwersten Kerne mit kleiner Aktivierungsenergie ist der Neutroneneinfang mit Spaltung ein sehr wahrscheinlicher Prozeß, der gleichberechtigt neben der elastischen und unelastischen Streuung und dem Strahlungseinfang verläuft.

Betrachtet man somit die allgemeinen Merkmale der Prozesse, die dem Neutroneneinfang folgen, so sieht man, daß reine Neutronenprozesse, d. h. die elastische und unelastische Streuung am wahrscheinlichsten sind. Nur im Bereich sehr kleiner Energien des eingefangenen Neutrons zeigt sich merklich oder sogar vorherrschend neben der elastischen Streuung der Strahlungseinfang. Für eine quantitative Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Neutronen und Materie ist es nicht ausreichend, die relativen Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Prozesse anzugeben. Es ist vielmehr wünschenswert, den Wirkungsquerschnitt jedes dieser Prozesse und die Abhängigkeit des Querschnittes von der Neutronenenergie zu kennen.

Da der Neutroneneinfang mit der Bildung eines Zwischenkerns verknüpft ist und dieser Kern, wie jedes quantenmechanische System, durch ein mehr oder weniger diskretes Spektrum quasistationärer Zustände charakterisiert ist, so kann man von vornherein erwarten, daß der Einfangsquerschnitt für Neutronen resonanzartig von der Energie abhängen wird. Die größte Wahrscheinlichkeit kommt zweifellos dem Einfang eines Neutrons zu, dessen Energie E_0 die Resonanzbedingung befriedigt: $\varepsilon_n + E_0 = E_i^*$ (E_i^* ist die Niveauenergie). Die Wahrscheinlichkeit für den Einfang eines Neutrons mit anderen Energiewerten wird im allgemeinen um so kleiner sein, je größer $|E - E_0|$ im Vergleich zur Breite Γ des entsprechenden Niveaus ist.

Die Theorie des Resonanzeinfangs von Neutronen kann nach LANDAU [20] analog zur Theorie der Resonanzstreuung entwickelt werden. Die allgemeine Lösung der SCHRÖDINGER-Gleichung kann wie auch im Fall der Streuung in der Form

$$\psi = \sum A_l R_l P_l(\cos\theta)$$

dargestellt werden, d. h. in Form einer Summe von Produkten aus Radial- und Kugelfunktionen R_l (r) und P_l $(\cos\theta)$ (die A_l sind Koeffizienten, die nicht von r und θ abhängen). Jedoch wird die asymptotische Darstellung der Radialfunktionen im Fall der Absorption eines Neutrons anders aussehen:

$$R_l(r) = a_l \frac{\alpha_l e^{i\left(kr - \frac{\pi l}{r}\right)} - e^{-i\left(kr - \frac{\pi l}{r}\right)}}{2ikr}.$$

Hier steht beim ersten Glied, welches die auslaufende Welle darstellt, der Faktor α_l, der dem absoluten Betrag nach kleiner als Eins ist. Daher ist die Amplitude der auslaufenden Welle kleiner als die der einlaufenden Welle, was ja zur Berücksichtigung der Absorption des Neutrons auch der Fall sein muß.

Bringt man die allgemeine Lösung in die Form $\psi = e^{ikr} + \frac{1}{2} f(\theta)\, e^{ikr}$, so kann die Streuamplitude $f(\theta)$ ermittelt werden. Sie hat die Form

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\alpha_l - 1)\, P_l(\cos\theta).$$

Ist $|\alpha_l| = 1$, so kann man $\alpha_l = e^{2i\delta_l}$ setzen und erhält für $f(\theta)$ den Ausdruck (4.5), der der reinen Streuung ohne Einfang entspricht.

Im allgemeinen Fall ist der integrale Querschnitt der elastischen Streuung gleich

$$\sigma_{\text{Streu}} = \int |f(\theta)|^2 d\omega = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum (2l+1)\, |\alpha_l - 1|^2.$$

Den Einfangquerschnitt erhält man, indem man die Differenz der Intensitäten der einfallenden und auslaufenden Welle bildet. Man erhält so:

$$\sigma_{\text{Einf}} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |\alpha_l|^2). \tag{4.12}$$

Der Einfangquerschnitt ist somit durch die Koeffizienten α_l bestimmt und kann mittels der Formel (4.12) berechnet werden, falls die allgemeine Lösung der SCHRÖDINGER-Gleichung bekannt ist.

Entwickelt man wie auch im Fall der Resonanzstreuung die allgemeine Lösung für den Energieeigenwert $E_0 - i\Gamma$ in eine Reihe nach Potenzen der Differenz $E - (E_0 - i\Gamma)$ und setzt die so erhaltene Lösung der allgemeinen Lösung gleich, so kann man folgenden Ausdruck erhalten:

$$\alpha_l = e^{2i\delta_l}\left[1 - \frac{2i\Gamma_n}{E - E_0 + i\Gamma}\right].$$

Hier ist δ_l die Phase der Radialfunktion für die Potentialstreuung und Γ_n die Neutronenbreite $\left(\frac{2\Gamma_n}{\hbar}\right.$ ist die Wahrscheinlichkeit der elastischen Streuung$\left.\right)$.

Folglich ist der Einfangquerschnitt eines Neutrons gleich:

$$\sigma_{\text{Einf}} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (2l+1) \frac{\Gamma_n(\Gamma - \Gamma_n)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}.$$

Für langsame Neutronen ist $l = 0$, und neben der Streuung spielt gewöhnlich nur der Strahlungseinfang in diesem Fall eine wesentliche Rolle. Daher kann man die Differenz zwischen der Gesamtbreite und der Neutronenbreite gleich der Strahlungsbreite setzen:

$$\Gamma - \Gamma_n = \Gamma_\gamma;$$

hieraus folgt

$$\sigma_{\text{Einf}} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}. \tag{4.13}$$

Ist die Resonanzenergie E_0 klein, so wird Γ_n der Geschwindigkeit des Neutrons proportional sein. Behält man die Bezeichnungen bei, nimmt man aber Γ_n auch in diesem Fall als konstant an, so kann man Formel (4.13) in

$$\sigma_{\text{Einf}} = \pi \lambda_0 \lambda \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \tag{4.14}$$

umschreiben, wobei λ_0 die Wellenlänge ist, die dem Resonanzwert der Neutronenenergie E_0 entspricht.[1])

Ist der Kernspin $i \neq 0$, so muß man in (4.13) noch ein statistisches Gewicht anbringen:

$$q = \frac{2\left(i \pm \frac{1}{2}\right) + 1}{2(2i+1)} = \frac{2j+1}{2(2i+1)},$$

wobei $j = i \pm \frac{1}{2}$ das Moment des Zwischenkerns ist.

Die Formel (4.14) für σ_{Einf} wird gewöhnlich als Breit-Wigner-Formel bezeichnet; sie wurde von ihnen erstmalig 1936 angegeben. Die Formel gilt für den Einfang langsamer Neutronen im Bereich eines einzelnen Resonanzniveaus. Für den Fall mehrerer nahe beieinander liegender Resonanzniveaus hat sie eine kompliziertere Form. In sehr vielen Fällen folgt der Wirkungsquerschnitt hinreichend genau dieser einfachen Formel für ein einzelnes Resonanzniveau. Die Formel erweist sich als ein zuverlässiges Mittel zur Analyse von experimentellen Angaben über die Abhängigkeit des Einfangquerschnitts von der Neutronenenergie.

Die theoretische Ableitung der Breit-Wigner-Formel legt die allgemeine Gesetzmäßigkeit der Veränderung des Einfangquerschnitts in Abhängigkeit von der Neutronenenergie mit Hilfe der Parameter E_0, Γ_n und Γ fest. Eigentlich wäre von der Theorie nicht nur die Feststellung dieser allgemeinen Gesetzmäßigkeit, sondern auch die Bestimmung der Parameter selbst zu verlangen. Jedoch ist einerseits für die theoretische Berechnung von E_0, Γ_n und Γ in konkreten Fällen die Kenntnis der Wechselwirkung von Kernteilchen nicht vollständig genug, und andererseits wäre die Aufgabe praktisch trotzdem unlösbar, auch wenn diese Wechselwirkungsprozesse ausreichend genau bekannt wären, da der Kern ein sehr kompliziertes System darstellt, das aus einer großen Anzahl stark miteinander wechselwirkender Teilchen besteht. Die Bedeutung der Breit-Wigner-Formel besteht darin, daß man mit ihrer Hilfe aus experimentell gemessenen Einfangquerschnitten die Größen E_0, Γ und Γ_n ermitteln kann, die sehr wesentliche Merkmale eines Kerns darstellen, und außerdem den Einfangquerschnitt auf ununtersuchte Bereiche extrapolieren kann.

Die Abhängigkeit σ_{Einf} von der Neutronenenergie E in der Breit-Wigner-Formel ist bestimmt erstens durch den Resonanzfaktor $\frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}$ und

[1]) Wir bezeichnen nach Landau mit Γ die halbe Breite des Niveaus, da hierdurch die Formel von Breit-Wigner eine einfachere Form bekommt. In den meisten Arbeiten wird mit Γ die Breite des Niveaus bezeichnet, d. h. ein doppelt so großer Wert.

zweitens durch den Faktor $\pi \lambda_0 \lambda$, der umgekehrt proportional der Neutronengeschwindigkeit ist, da $\lambda = \frac{\hbar}{m v}$ ist. Der Resonanzfaktor spielt eine wesentliche Rolle für Neutronenenergien E, die nahe bei E_0 liegen. Für $E = E_0$ ergibt sich ein Maximum des Einfangquerschnitts, wobei

$$\sigma_0 = \sigma(E_0) = \pi \lambda_0^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2}.$$

Die Halbwertsbreite der Resonanzspitze ist gleich $2\,\Gamma$.

Der Faktor $\pi \lambda_0 \lambda$ spiegelt das sogenannte $\frac{1}{v}$-Gesetz wider, d. h. die umgekehrte Proportionalität des Einfangquerschnitts hinsichtlich der Neutronengeschwindigkeit.

Dieses Gesetz tritt offenbar dann in Erscheinung, wenn sich das Resonanzglied fast nicht mit der Neutronenenergie ändert; das ist der Fall, wenn a) $E \ll \Gamma$ und b) $E \ll E_0$ ist. Es genügt, wenn eine dieser Bedingungen erfüllt ist, damit sich das Resonanzglied nicht auf den Gang des Querschnitts auswirkt. Der Einfangquerschnitt des Neutrons folgt dem $\frac{1}{v}$-Gesetz, wenn die Neutronenenergie entweder im Vergleich zur Breite des Resonanzniveaus Γ oder im Vergleich zur Resonanzenergie E_0 klein ist. Liegt z. B. das Niveau (gleichgültig, ob schmal oder breit) bei der Energie E_0, die einige eV betragen möge, so wird sich der Querschnitt für thermische Neutronen ($E \approx 0{,}04$ eV) gemäß dem $\frac{1}{v}$-Gesetz ändern. Dieser Fall ist geradezu typisch: Die meisten Isotope zeigen Resonanzeinfang bei Energien E_0 in der Größenordnung von einigen eV oder mehr, und daher gilt das $\frac{1}{v}$-Gesetz fast universell für den Einfang langsamer Neutronen durch Kerne. Ist andererseits das Niveau sehr breit, so ändert sich der Querschnitt unabhängig vom Wert E_0, ebenfalls mit $\frac{1}{v}$, wenn $E \ll \Gamma$ ist. Dieser Fall wird gewöhnlich beim Neutroneneinfang mit anschließender Teilchenemission vom Typ (n, p) oder (n, α) beobachtet, z. B. bei den Reaktionen B^{10} (n, α) Li^7, He^3 (n, p) H^3 usw. Die Kernniveaus, für die Emission von Teilchen (nicht sehr langsamer) möglich ist, sind gewöhnlich sehr breit, da sie nur eine geringe Lebensdauer haben.

Die absolute Größe des Querschnitts im Gültigkeitsbereich des $\frac{1}{v}$-Gesetzes ist bestimmt durch den Faktor

$$\frac{\Gamma_n \Gamma}{\sqrt{E_0}\,(E_0^2 + \Gamma^2)} \qquad (E \ll E_0).$$

Ist $E_0 \gg \Gamma$, so ergibt sich dieser Faktor angenähert zu $\Gamma_n \Gamma_\gamma E_0^{-\frac{5}{2}}$. Dann ist der Querschnitt der Niveaubreite (Γ_γ oder Γ_n) proportional, und der Wert des Faktors $E_0^{-\frac{5}{2}}$ ist um so größer, je kleiner E_0 ist. Für $E_0 \ll \Gamma$ ist

$$\sigma_{\frac{1}{v}} \sim \frac{\Gamma_n \Gamma}{\sqrt{E_0}\,\Gamma^2} \sim E_0^{-\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_n}{\Gamma},$$

d. h. umgekehrt proportional der Breite und $\sqrt{E_0}\left(\frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \approx \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma}\right.$ für $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ oder $\left.\approx \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n} \text{ für } \Gamma_n \gg \Gamma_\gamma\right)$.

Das Gesetz $\frac{1}{v}$ gilt für thermische Neutronen nur in den seltenen Fällen nicht, in denen die Resonanzenergie E_0 der thermischen Energie E_T nahekommt. Ist hierbei $E_0 > E_T$, so wächst der Querschnitt bei abnehmender Energie langsamer als $\frac{1}{v}$ oder nimmt sogar ab; ist dagegen $E_0 < E_T$, so wächst der Querschnitt schneller als $\frac{1}{v}$. Insbesondere kann $E_0 < 0$ sein. Das bedeutet, daß die Energie des angeregten Niveaus $E_i^* < \varepsilon_n$ kleiner als die Bindungsenergie des Neutrons ist, da $E_0 = E_i^* - \varepsilon_n$. Ein solcher Fall kann an der Steilheit der Kurve $\sigma(E)$ im Gebiet kleiner Energien erkannt werden. Es sind einige Elemente bekannt, bei denen Niveaus mit $E_0 < 0$ nicht nur aufgefunden wurden, sondern für die sogar die Parameter E_0 und Γ aus dem Gang des Querschnitts bei kleinen Energien bestimmt werden konnte (Dy, Hg, Eu). Hier ist die Analyse der Versuchsergebnisse mit Hilfe der Breit-Wigner-Formel deswegen bemerkenswert, weil sie die Charakteristika von Niveaus liefert, die in einem solchen Gebiet liegen, wo sie nicht beobachtet werden können, da ihnen eine negative kinetische Energie der Neutronen entspricht.

Somit zeigt die Abhängigkeit des Einfangquerschnitts langsamer Neutronen von der Energie, die von der Breit-Wigner-Formel vorausgesagt wird und die bereits vielfach beobachtet wurde (die entsprechenden Versuchsergebnisse sind in periodisch erschienenen Zusammenstellungen in Form graphischer Darstellungen wiedergegeben, siehe z. B. [31]), folgenden allgemeinen Verlauf. In großer Entfernung von Resonanzstellen nimmt der Querschnitt bei wachsender Energie nach dem Gesetz $\frac{1}{v}$ ab, wobei sein absoluter Wert von der Lage und Breite der nächsten Resonanzniveaus abhängt. Im Resonanzgebiet wird ein steiles Maximum des Querschnitts beobachtet. Die Zahl der Maxima entspricht der Zahl der Resonanzniveaus des Zwischenkerns. In dieser Beziehung sind die Eigenschaften der Isotope sehr unterschiedlich. Vor allem wächst die Dichte der auftretenden Resonanzen, je schwerer die Kerne sind. Dabei tritt unter den mittleren und schweren Elementen die größte Niveaudichte am häufigsten bei Isotopen mit ungerader Teilchenzahl A auf, die sich beim Neutroneneinfang in Isotope mit gerader Teilchenzahl A umwandeln. Andererseits treten bei Isotopen mit gerader Teilchenzahl A Resonanzen seltener auf, da die Abstände zwischen den Niveaus größer sind.

Bei größerer Neutronenenergie wird der Resonanzeinfang von Neutronen mit Bahnmomenten $l \neq 0$ möglich. Der Einfangquerschnitt berechnet sich in diesen Fällen ebenfalls nach der Breit-Wigner-Formel. Jedoch wird bei wachsender Energie des Neutrons unvermeidlich eine Vergrößerung der Niveaubreite Γ des Zwischenkerns auftreten, da die Neutronenbreite Γ_n der Neutronengeschwindigkeit proportional ist und Γ_n schon bei Neutronenenergien von einigen keV als Hauptkomponente der Gesamt-

breite erscheint. Daneben verringert sich der mittlere Abstand zwischen den Niveaus des Zwischenkerns, da die Dichte der Niveaus mit größer werdender Anregungsenergie wächst. Daher ist bei der Wechselwirkung schneller Neutronen mit nicht sehr leichten Kernen ein Ineinanderlaufen der einzelnen Resonanzen in einen mehr oder weniger glatten Gang des Querschnitts zu erwarten. Mit anderen Worten, der Einfangquerschnitt schneller Neutronen zeigt sich als Ergebnis des Einflusses vieler naher und breiter Niveaus, und die Resonanzabhängigkeit kann sich als schwach erweisen. Im Zusammenhang hiermit ist die Größe des Wirkungsquerschnitts von Interesse, der über viele Niveaus gemittelt ist, deren mittlere Abstände D von der Größenordnung oder kleiner als die Breite Γ sind. Die Größe des gemittelten Querschnitts ist auch von praktischem Interesse, da es in vielen Fällen wichtig ist, den Querschnitt der Wechselwirkung für Neutronen mit breiter Energieverteilung zu kennen. Die Erzeugung sehr monochromatischer Bündel schneller Neutronen ist außerordentlich schwierig. Sogar für die besten Beschleuniger liegt die Energiebreite eines Neutronenbündels bei einigen Dutzend keV. In diesem Energieintervall können einige Resonanzniveaus liegen, und der experimentelle Wechselwirkungsquerschnitt wird eine Größe sein, die über das der Energiebreite des Neutronenbündels entsprechende Energieintervall gemittelt ist.

Abb. 90. Abhängigkeit des totalen Querschnitts eines Kerns von $x = \frac{R}{\lambda\!\!\!^-} \sim \sqrt{E}$ nach der statistischen Theorie von WEISSKOPF-FERNBACH

Die Kenntnis der über viele Resonanzniveaus eines Kerns gemittelten Querschnitte ist außerdem wesentlich für den allgemeinen Charakter der Abhängigkeit des Querschnitts von der Neutronenenergie. Es ist praktisch unmöglich, den detaillierten Gang des Querschnitts — die Lage und Breite der Resonanzniveaus — auch nur für einen einzigen Kern vorauszuberechnen. Der mittlere Gang des Querschnitts mit der Energie kann dagegen an Hand statistischer Überlegungen oder vereinfachter Kernmodelle berechnet werden. Der Versuch solcher Berechnungen wurde in den Arbeiten von WEISSKOPF und Mitarbeitern unternommen [32, 33].

Diese Autoren berechneten den totalen Querschnitt der Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Kern, den Querschnitt der elastischen Streuung und den Einfangquerschnitt in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Die Berechnung erfolgte unter der Voraussetzung, daß der mittlere Abstand D zwischen den Niveaus klein im Vergleich zur Breite Γ ist, und unter Benutzung von zwei den Kern charakterisierenden Parametern, nämlich des Kernradius R und des Wellenvektors des Neutrons (das außerhalb des Kerns die Energie Null hatte) im Kern k_0.

In Abb. 90 ist die Abhängigkeit des totalen Querschnitts σ_t von $x = kR = \frac{R}{\lambda} \sim R\sqrt{E}$ dargestellt, wobei $k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ der Wellenvektor des Neutrons außerhalb des Kerns ist. Die Kurven entsprechen verschiedenen Werten von $x_0 = k_0 R = \frac{R}{\lambda_0}$. Zum Beispiel entspricht die Kurve $x_0 = 5$ der Annahme, daß die Wellenlänge des mit der Energie Null eingefangenen Neutrons im Kern den fünften Teil des Kernradius ausmacht. Dieser Wert x_0 entspricht ungefähr dem Chlorkern und der Wert $x_0 = 8$ dem Samariumkern. Die mit σ_0 gekennzeichnete Kurve stellt den totalen Querschnitt einer unendlich stark abstoßenden Kugel (Potentialsäule) mit dem Radius R dar ($\sigma_0 = \sigma_{\text{Streu}}$, da in diesem Fall kein Einfang stattfindet).

Verschiedenen Kernen entsprechen verschiedene x-Werte. Da $x_0 = k_0 R$ dem Kernradius proportional ist und k_0 nicht von den Kernabmessungen abhängt (die Bindungsenergie des Neutrons ist für alle Kerne ungefähr gleich), so ist x ungefähr proportional $A^{\frac{1}{3}}$ (A ist die Massenzahl), d. h., es ist um so größer, je schwerer der Kern ist.

Es sei darauf hingewiesen, daß der Querschnitt einer unendlich hohen Potentialsäule bei kleiner Neutronenenergie $E \sim x^2$ erwartungsgemäß gleich $4\pi R^2$ ist, mit zunehmender Energie abnimmt und gegen $2\pi R^2$ strebt, wobei jedoch für beliebige Energien der Querschnitt kleiner bleibt als der realer Kerne mit einem Anziehungspotential. Die von den Autoren gemachten Voraussetzungen lassen erwarten, daß eine Resonanzwechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen für solche Werte von k auftritt, für die

$$K = k + K_0 = \frac{R}{n}$$

ist, wobei K der Wellenvektor des Neutrons im Innern des Kerns und n eine ganze Zahl sind. Bei Resonanz sind die Streu- und Einfangquerschnitte größer als der „geometrische" Querschnitt; daher übertrifft der mittlere Wert des totalen Querschnitts eines Kerns bei beliebiger Energie den Querschnitt der Potentialsäule. Bei höheren Energien ist der totale Querschnitt annähernd gleich

$$\sigma_t = 2\pi (R + \lambda)^2.$$

Auf Abb. 91 sind die Querschnitte für Einfang (gestrichelt) und Streuung (ausgezogene Linien) in gleichen Koordinaten dargestellt. Beide Querschnitte streben bei Vergrößerung der Neutronenenergie, d. h. bei Verkleinerung der Neutronenwellenlänge $\lambda = \frac{R}{x}$ gegen den Wert πR^2.

Auf den Abb. 92, 93 und 94 sind die auf diesem Wege berechneten mittleren totalen Querschnitte zusammen mit den experimentell gefundenen Querschnitten für Fe, Ag und Pb dargestellt. Die theoretischen Kurven geben den allgemeinen Charakter der Energieabhängigkeit des Querschnitts annähernd richtig wieder. Im Gebiet aufgelöster Resonanzen ist der Verlauf des wirklichen Querschnitts natürlich wesentlich komplizierter.

Abb. 91. Abhängigkeit des Einfangquerschnitts σ_{einf} und des Streuquerschnitts σ_{str} von $x = \frac{R}{\lambda} \sim \sim \sqrt{E}$ nach WEISSKOPF-FESHBACH

—— $\frac{\sigma_{\text{str}}}{\pi R^2}$, ... $\frac{\sigma_{\text{einf}}}{\pi R^2}$, 1 — abstoßende Kugel

Der Neutroneneinfangquerschnitt nähert sich, wie aus Abb. 76 ersichtlich ist, bei höheren Energien dem geometrischen Querschnitt des Kerns πR^2. Dies entspricht der ursprünglichen Annahme, daß jedes schnelle Neutron, das mit einem Kern zusammenstößt, diesem einen beträchtlichen Teil seiner Energie überträgt, die sich auf Grund der starken Wechselwirkung schnell auf alle Kernteilchen verteilt. Infolgedessen ist keins der Teilchen, auch nicht das eingefangene Neutron, imstande, den Kern unmittelbar nach dem Zusammenstoß zu verlassen, und der Kern verweilt hinreichend lange Zeit im angeregten Zustand.

Der Übergang des angeregten Zwischenkerns in einen Zustand niedriger Energie nach dem Einfang eines schnellen Neutrons erfolgt am wahrscheinlichsten durch Emission wiederum eines Neutrons, d. h., es tritt eine Streuung auf. Jedoch ist die Streuung in diesem Fall häufiger unelastisch als elastisch.

Die unelastische Streuung ist für schnelle Neutronen aus folgenden Gründen wahrscheinlicher als die elastische Streuung. Erstens kann der Kern bei der elastischen Streuung durch Emission eines Neutrons nur in einen einzigen Zustand übergehen, nämlich in den Grundzustand, während bei der unelastischen Streuung der Kern auf einem beliebigen Niveau angeregt zurückbleiben kann, wenn die Energie dieses Niveaus kleiner ist als die kinetische Energie des bombardierenden Neutrons. Ist die Neutronenenergie von der Größenordnung einiger MeV, so kann die Zahl solcher Niveaus beim streuenden Kern beträchtlich größer als Eins sein. Somit zeigen bereits statistische Überlegungen, daß die Wahrscheinlichkeit einer unelastischen Streuung wesentlich größer ist als die einer elastischen Streuung.

Außerdem ist im angeregten Zwischenkern die Anregungsenergie auf viele Kernteilchen verteilt. Damit eine elastische Streuung stattfinden kann, muß sich die gesamte Anregungsenergie auf ein Neutron konzentrieren, da ja der Restkern nach der Emission des Neutrons unangeregt zurückbleiben soll. Bei der unelastischen Streuung entfällt diese Bedingung. Das ausgesendete Neutron hat in diesem Fall eine geringere Energie, und die Wahrscheinlichkeit für die Konzentration einer kleineren Energie auf das Neutron ist wesentlich

Abb. 92.
Gegenüberstellung des experimentellen und theoretischen Totalquerschnitts von Eisen
1 — Theorie, 2 — Experiment

größer. Könnte der Kern Neutronen mit beliebiger Energie emittieren, d. h., hätte er ein kontinuierliches Spektrum von Endzuständen, so könnte man die Emission eines Neutrons als einen Prozeß ansehen, der analog der Verdampfung von Molekülen aus einer Flüssigkeit verläuft. Hierbei wäre das Spektrum der emittierten Neutronen der MAXWELL-Verteilung der verdampften Moleküle ähnlich, wobei das Maximum des Spektrums bei einer Energie läge, die beträchtlich kleiner als die Energie des eingefangenen Neutrons ist.

Somit ist der Einfangprozeß für schnelle Neutronen praktisch eine unelastische Streuung, und der Wirkungsquerschnitt der unelastischen Streuung ist ungefähr gleich dem geometrischen Querschnitt des Kerns πR^2. Bei Verringerung der Neutronenenergie muß die Wahrscheinlichkeit der unelastischen Streuung abnehmen, wobei sie bei einer Energie gleich Null wird, die gleich dem Schwellenwert der unelastischen Streuung ist. Folglich spielt die elastische Streuung bei abnehmender Neutronenenergie im Vergleich zur unelastischen Streuung eine immer größere Rolle.

Die Energie des unelastisch gestreuten Neutrons ist nach dem Verdampfungsmodell mit größter Wahrscheinlichkeit gering im Vergleich zur Anfangsenergie des Neutrons. Ist der Unterschied zwischen Anfangs- und Endenergie des Neutrons größer als die Bindungsenergie ε_k des nächsten Neutrons im angeregten Restkern, so emittiert dieser Kern mit großer Wahrscheinlichkeit

Abb. 93.
Gegenüberstellung des experimentellen und theoretischen Totalquerschnitts von Silber
1 — Theorie, 2 — Experiment

Abb. 94.
Gegenüberstellung des experimentellen und theoretischen Totalquerschnitts von Blei
1 — Theorie, 2 — Experiment

ein weiteres Neutron. Für $E > \varepsilon_k$ ist also neben der unelastischen Streuung die Reaktion (n, 2 n) möglich. Es ist klar, daß die Wahrscheinlichkeit der Reaktion (n, 2 n) bei größer werdender Differenz $E - E_k^*$ ungefähr so zunehmen muß wie die Wahrscheinlichkeit der Streuung eines Neutrons bei kleinen Energien. Natürlich ist der Prozeß (n, 2 n) komplizierter, da die Anregung des Restkernes E_k^* nicht eindeutig durch die Energie E des bombardierenden Neutrons bestimmt ist. Für die Mittelwerte von E_k^* jedoch dürfte diese Regel annähernd stimmen. Infolgedessen ist zu erwarten, daß bei $E > \varepsilon_k$

neben der unelastischen Streuung mit großer Wahrscheinlichkeit die Reaktion (n, 2 n) auftritt, wobei mit zunehmender Energie E ihre Rolle auf Kosten der unelastischen Streuung größer wird und der Querschnitt den Wert πR^2 erreichen kann.

Bei sehr hohen Neutronenenergien, die merklich das mittlere Potential der Kernwechselwirkung übersteigen, d. h. bei Energien in der Größenordnung von 100 MeV und mehr, hat der unelastische Stoß eines Neutrons mit Kernen einen völlig anderen Charakter. Dies hängt damit zusammen, daß die mittlere Zahl der Zusammenstöße eines solchen Neutrons mit den Kernteilchen sogar dann von der Größenordnung Eins ist, wenn das Neutron den Kern längs des Diameters durchdringt. Bei einem einzigen Zusammenstoß verliert das Neutron im Mittel einen kleinen Teil seiner Energie (von der Größenordnung des mittleren Wechselwirkungspotentials). Daher kann es mit großer Wahrscheinlichkeit den Kern verlassen. Ein Einfang des Neutrons findet hierbei nicht statt, und die unelastische Streuung dieser Art ist nicht mit der Bildung eines Zwischenkerns verknüpft. Dieser Prozeß ist dem unelastischen Stoß eines Elektrons mit einem Atom analog, als dessen Ergebnis das Atom angeregt und das Elektron unelastisch gestreut wird. Der angeregte Kern erfährt je nach der Größe der Energie, die er vom Neutron erhalten hatte, die eine oder andere Umwandlung (Zerfall oder Aussendung von Quanten), die sich jedoch in diesem Fall ohne Teilnahme des Neutrons vollzieht.

Natürlich kann es auch vorkommen, daß ein sehr schnelles Neutron infolge einiger Zusammenstöße im Kern diesem fast seine gesamte Energie überträgt. In solchen Fällen erfährt der Kern eine komplizierte Umwandlung und sendet eine größere Anzahl geladener Teilchen oder Neutronen aus. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit solcher Zusammenstöße gering, und der Wirkungsquerschnitt komplizierter Kernumwandlungen durch sehr schnelle Neutronen ist klein im Vergleich zum geometrischen Querschnitt des Kerns. Mit größter Wahrscheinlichkeit tritt die unelastische Streuung auf, bei der das Neutron einen kleinen Teil seiner Energie verliert. Es ist klar, daß der mittlere Energieverlust des Neutrons im Kern stark von der mittleren Zahl der Zusammenstöße abhängt, die ein Neutron im Kern erleidet, d. h. vom Verhältnis der mittleren freien Weglänge des Neutrons im Kern zum Kernradius. Ist die Weglänge größer als der Kernradius (durchsichtiger Kern), so ist der Querschnitt des unelastischen Stoßes kleiner als der geometrische Querschnitt des Kerns, und am wahrscheinlichsten wird das Neutron einen kleinen Teil seiner Energie an den Kern abgeben. Ist umgekehrt die Weglänge kleiner als der Radius (die Durchsichtigkeit des Kerns kleiner), was sogar für sehr schnelle Neutronen in schweren Kernen der Fall sein kann, so ist der Querschnitt des unelastischen Stoßes nahe dem geometrischen Kernquerschnitt, und die Energie, die das Neutron an den Kern abgibt, kann so groß sein, daß das Neutron vom Kern eingefangen wird. Als Grenzfall zeigt sich hier der Einfang eines Neutrons, dessen Energie etwa 10 MeV beträgt (undurchsichtiger Kern).

Für sehr schnelle Neutronen haben außerdem Austauschwechselwirkungsprozesse eine große Wahrscheinlichkeit. Als Ergebnis einer Austauschwechsel-

wirkung mit einem Kernproton kann sich das Neutron in ein Proton umwandeln und den Kern als Proton verlassen. Folglich kann beim Zusammenstoß eines Neutrons mit einem hinreichend durchsichtigen Kern ein Prozeß stattfinden, der der bereits untersuchten unelastischen Streuung (ohne Einfang) analog ist, sich aber von dieser dadurch unterscheidet, daß an Stelle eines unelastisch gestreuten Neutrons ein energiereiches Proton den Kern verläßt. Äußerlich stellt dieser Prozeß die Reaktien (n, p) dar. Aber im Unterschied zu gewöhnlichen (n, p)-Reaktionen wird hier kein Zwischenkern gebildet, und der ganze Prozeß spielt sich zwischen zwei Teilchen ab, der Kern als Ganzes aber wird im Moment des Stoßes nicht in Mitleidenschaft gezogen. Dies kann auch vom Gesichtspunkt der Stoßdauer erläutert werden. Für sehr schnelle Neutronen ist die Stoßdauer mit dem Proton klein, kleiner als die Schwingungsperiode des Protons im Kern. Daher hat das Kernproton während der Stoßdauer keine Gelegenheit, mit seinen Nachbarn Energie auszutauschen, und die Wechselwirkung des Neutrons mit dem Proton geht für dessen Nachbarn unbemerkt vor sich. Erst nach dem Stoß „merken die Nachbarn", daß eine Wechselwirkung stattfand. In Abhängigkeit davon, ob bei dieser Wechselwirkung zwischen dem Neutron und dem Proton ein Ladungsaustausch stattfand oder nicht, wird entweder der Prozeß (n, p) oder die unelastische Neutronenstreuung auftreten.

Für Neutronen, deren Energie die Ruheenergie eines π-Mesons übertrifft, sind unelastische Zusammenstöße mit Kernen möglich, bei denen auf Kosten der kinetischen Energie der Neutronen π-Mesonen gebildet werden [34]. Der Querschnitt des Prozesses der Mesonenbildung durch Neutronen ist nur ungenügend untersucht worden. In Analogie zu Protonen kann man jedoch erwarten, daß vom Schwellenwert an ($S \cong 140$ MeV) der Querschnitt mit der Energie ansteigt und bei $E \gg S$ einen konstanten Wert von der Größenordnung πR^2 erreicht [35]. Die Umwandlung der Höhenstrahlung in der Erdatmosphäre deutet darauf hin, daß die Bildung von Mesonen durch sehr schnelle Nukleonen der Hauptprozeß bei ihrer Wechselwirkung mit Kernen ist. Die Protonen, die als primäre Teilchen der Höhenstrahlung die Erdatmosphäre erreichen, verlieren bereits in einer sehr dünnen Schicht der Atmosphäre, die einem Meter Wasser äquivalent ist, den größten Teil ihrer Energie durch Bildung von Mesonen. Bei hinreichend großer Energie führt der Zusammenstoß eines Neutrons (oder eines Protons) mit einem Kern zur gleichzeitigen Bildung mehrerer Mesonen oder sogar Nukleonen und Mesonen [35].

§ 24. Experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Kernen

Im vorliegenden Paragraphen werden die experimentellen Methoden zur Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Kernen sowie die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen behandelt. Einige dieser

Methoden können auch auf langsame Neutronen angewendet werden. Jedoch zeigen Versuche mit langsamen Neutronen viele Eigentümlichkeiten, und wir werden sie im Kap. VI besonders behandeln.

1. Totale Querschnitte

Das einfachste und meist angewendete Verfahren zur Messung des Wirkungsquerschnitts der Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen besteht in der Messung der Schwächung eines Neutronenbündels beim Durchgang durch Materie. Das Prinzip solcher Messungen veranschaulicht Abb. 95. Ohne Probe sei die mittels eines Detektors registrierte Intensität des Neutronenbündels gleich I_0. Bringt man die Probe in das Bündel, so wird jedes Neutron, das mit einem Atomkern der Probe zusammenstößt, infolge von Absorption oder Streuung aus dem Bündel ausscheiden, und die Intensität des Bündels wird sich kleiner als I_0 erweisen. Die Wahrscheinlichkeit des Zusammenstoßes eines Neutrons mit einem Kern ist in einer dünnen Schicht dx gleich $n\sigma\, dx$, wobei n die Zahl der Kerne in der Raumeinheit der Probe ist; σ ist der Stoßquerschnitt, und dx ist die Dicke der Schicht in Bündelrichtung. Besteht die Probe aus nur einem Element und nur einem Isotop dieses Elementes (so z. B. enthält metallisches Aluminium nur Al^{27}-Kerne, da das einzige stabile Isotop des Aluminiums Al^{27} ist), so ist n gleich der Gesamtzahl der Kerne in der Raumeinheit, und σ ist der Wechselwirkungsquerschnitt der Neutronen mit Kernen dieses Isotops. Stellt die Probe ein Gemisch von Isotopen oder eine chemische Verbindung dar und wird mit n die Gesamtzahl der Kerne in cm^3 bezeichnet, so ist σ der mittlere Querschnitt eines Kerns. Im Fall einer chemischen Verbindung kann man mit n die Zahl der Moleküle bezeichnen, und σ ist dann der Wirkungsquerschnitt eines Moleküls.

Abb. 95. Versuchsanordnung zur Messung des totalen Querschnitts mittels Schwächung des Neutronenbündels

Ist die Intensität des Bündels, das auf eine Schicht dx fällt, gleich I, so beträgt die Schwächung des Bündels $-dI$ nach dem Durchgang durch die Schicht $-dI = I n\sigma dx$. Integriert man die Gleichung über x und setzt $I = I_0$ für $x = 0$, so erhält man leicht:

$$I = I_0 e^{-n\sigma x}.$$

Daraus folgt:

$$\sigma = \frac{1}{nx} \ln \frac{I_0}{I} = -\frac{1}{nx} \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{1}{nx} \ln T.$$

Die Größe $T = \frac{I}{I_0} = e^{-n\sigma x}$, die gleich dem Intensitätsverhältnis des durch die Probe hindurchgetretenen Bündels zum Anfangsbündel (ohne Probe) ist, wird als Durchdringungsvermögen der Probe für das Neutronenbündel

bezeichnet. Die Zahl n ist gleich der Dichte des Stoffes, dividiert durch das Atomgewicht. Die Dicke x kann leicht gemessen werden, und zur Bestimmung von σ ist es notwendig, das Durchdringungsvermögen des Bündels zu ermitteln. Hierzu sind offensichtlich zwei Messungen nötig, einmal I_0 ohne Probe und dann I mit der Probe im Bündel.

Es ist klar, daß σ der totale Querschnitt aller Prozesse ist, die zum Ausscheiden der Neutronen aus dem Bündel führen, d. h., σ ist die Summe des Streu- und Einfangquerschnitts.

$$\sigma_t = \sigma_{\text{Streu}} + \sigma_{\text{Einf}}.$$

Daher gestattet die Methode der Bündelschwächung nur die Bestimmung des totalen Querschnitts der Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Kern, ohne daß die Absorptions- und Streueffekte getrennt werden können. Nur in den Fällen, wo einer dieser Querschnitte sehr viel größer als der andere ist, kann man den totalen Querschnitt gleich dem größeren der beiden Querschnitte setzen. Zum Beispiel ist für langsame Neutronen der Einfangquerschnitt einiger Elemente (B, Cd) sehr groß, während der Streuquerschnitt von der Größenordnung des geometrischen Querschnitts des Kerns ist. Daher kann man $\sigma_t = \sigma_{\text{Einf}}$ setzen. Für schnelle Neutronen sind umgekehrt die Einfangquerschnitte gewöhnlich sehr klein im Vergleich zu den Streuquerschnitten. Daher kann man an Hand der Methode der Bündelschwächung im Grunde genommen den Streuquerschnitt bestimmen.

Abb. 96. Totale Querschnitte für Neutronen von Rn + Be nach DUNNING
Abszisse: Massenzahl A; Ordinate: totaler Querschnitt in barn

Die ersten systematischen Untersuchungen des Querschnitts für schnelle Neutronen wurden nach dieser Methode von DUNNING [37] mit einer Rn + Be-Quelle durchgeführt, die Neutronen mit kontinuierlichem Spektrum liefert (siehe § 8, Punkt 2). Die gemessenen Querschnitte (Abb. 96) sind das Ergebnis einer experimentellen Mittelung über das Spektrum. Daher zeigt sich hier eine hinreichend stetige Abhängigkeit von der Atomnummer. Der über ein breites Spektralintervall gemittelte Querschnitt ist ungefähr dem geometrischen Querschnitt des Kerns proportional. Jedoch zeigten schon sehr frühe Untersuchungen mit energetisch homogeneren Neutronen, zum Beispiel mit Photoneutronen RdTh (γ) + Be ($E = 850$ keV), RdTh (γ) + D_2O ($E = 210$ keV) oder Neutronen der Reaktion D (d, n) He^3 ($E = 2{,}5$—3 MeV), eine kompliziertere Abhängigkeit des totalen Querschnitts von der Atomnummer und eine nicht monotone Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Unter diesen frühen Untersuchungen seien besonders die umfangreichen Arbeiten von A. I. LEIPUNSKIJ und Mit-

arbeitern erwähnt, die im Charkower Physikalisch-technischen Institut durchgeführt wurden (s. z. B. [38]).

Diese Untersuchungen bezogen sich auf das Studium der Querschnitte für zwei Gruppen von Photoneutronen. Dabei wurde festgestellt, daß sich die Querschnitte von Element zu Element ziemlich stark ändern und daß sie bei einigen Elementen für die beiden Neutronengruppen sehr verschieden sind. Daraus folgte, daß für Neutronen der entsprechenden Energien Resonanzeffekte eine wesentliche Rolle spielen.

Heutzutage hat die Entwicklung der Methoden zur Erzeugung monochromatischer Neutronen mit veränderlicher Energie einen hohen Stand erreicht, und die Ergebnisse der ersten Arbeiten konnten bestätigt, präzisiert und weiter ausgebaut werden.

Wendet man die Methode der Bündelschwächung bei Versuchen mit monochromatischen Neutronen veränderlicher Energie an, so kann man die Abhängigkeit des Querschnitts von der Neutronenenergie bestimmen. Auf diese Art und Weise wurde bereits eine große Anzahl von Elementen, in einigen Fällen sogar einzelne Isotope, untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden in Form graphischer Alben systematisiert (siehe z. B. [31]). Für schnelle Neutronen kann man die gemessenen totalen Querschnitte den Streuquerschnitten (elastische und unelastische Streuung) gleichsetzen.

Falls es nicht möglich ist, die Probe aus einem Reinelement herzustellen, so komplizieren sich die Untersuchungen etwas. Es ist z. B. unbequem, zur Messung des Querschnitts von Wasserstoff gasförmigen Wasserstoff zu verwenden, da seine Dichte sehr klein ist. Infolgedessen ist die Schwächung des Bündels sehr geringfügig und die Genauigkeit der Messung unzureichend. Daher verwendet man als Probe z. B. Paraffin, das aus Wasserstoff und Kohlenstoff besteht (etwa zwei Wasserstoffatome pro Kohlenstoffatom, da die chemische Formel des Paraffins $C_n H_{2n+2}$ ist, mit $n \approx 20$). Zur Elimination des Einflusses des Kohlenstoffs wird dessen Querschnitt gesondert bestimmt, wobei man z. B. Graphit als Probe verwenden kann. Analog verfährt man auch bei der Messung des Querschnitts anderer Gase. Die Bestimmung der Querschnitte für Edelgase, die keine kondensierbaren Verbindungen bilden, ist sehr schwierig und konnte bis jetzt praktisch nur mit thermischen Neutronen durchgeführt werden. Die vorliegenden Daten für Helium (siehe [31]) wurden nicht an Hand der Bündelschwächung, sondern durch Beobachtung von Heliumrückstoßkernen ermittelt.

In einigen Fällen ist es wünschenswert zu wissen, welchem Isotop eines Elements die eine oder andere Resonanzspitze zugeordnet werden muß. Dieses Problem kann durch Anwendung von zwei Proben mit verschiedener Isotopenzusammensetzung gelöst werden. So ist z. B. auf Abb. 112 des Albums [31] der totale Querschnitt des Bleiisotops Pb^{206} in Abhängigkeit von der Neutronenenergie für eine Probe dargestellt, deren Gehalt an diesem Isotop 88 % beträgt, während im natürlichen Blei dieses Isotop zu 23,6 % enthalten ist. Ein Vergleich der Querschnitte für diese beiden Proben gibt die Möglichkeit, die zum Pb^{206} gehörenden Resonanzspitzen zu bestimmen.

Die Ergebnisse der Messungen des totalen Querschnitts für Neutronen mit

Energien von einigen keV bis zu 3 MeV an einer großen Zahl von Elementen, die von BARSCHALL [39] systematisiert wurden, sind auf Abb. 97 in einem dreidimensionalen Diagramm dargestellt. In diesem Diagramm ist längs einer der horizontalen Achsen die Neutronenenergie und längs der anderen die Massenzahl des untersuchten Elements aufgetragen. Längs der vertikalen Achse ist das Verhältnis des gemessenen totalen Querschnitts zum geometrischen Kernquerschnitt πR^2 aufgetragen, wobei R aus der Beziehung $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ ($r_0 = 1{,}45 \cdot 10^{-13}$ cm) berechnet wurde.

Auf den Kurven dieses Diagramms wurden die Resonanzspitzen, die spezielle und zufällige Eigenschaften der verschiedenen Kerne widerspiegeln,

Abb. 97. Abhängigkeit der mittleren totalen Querschnitte von der Neutronenenergie und dem Atomgewicht der Kerne nach BARSCHALL

Achse I: $\frac{\sigma_t}{\pi R^2}$; Achse II: E_n in MeV×10; Achse III: Massenzahl A

weggelassen, um den allgemeinen Charakter des Querschnittsverlaufs klar herauszustellen. Dem Diagramm entsprechend, nimmt der Querschnitt für alle Kerne mit wachsender Energie ab, was mit den Voraussagen der in früheren Arbeiten von WEISSKOPF [32] entwickelten Theorie des Wirkungsquerschnitts übereinstimmt. Die absolute Größe des Querschnitts übertrifft für alle Kerne den doppelten Wert des geometrischen Kernquerschnitts $2 \cdot \pi R^2$, was ebenfalls der Theorie entspricht.

Neben der allgemeinen qualitativen Übereinstimmung mit der statistischen Theorie zeigen jedoch die experimentellen Ergebnisse geringe, aber prinzipiell wichtige Abweichungen. Die von den Querschnittskurven gebildete Fläche hat eine Konvexität, die sich bei Vergrößerung der Kerndimensionen stetig in Richtung größerer Energien verschiebt. An Stelle der monotonen Abnahme des Querschnitts mit der Energie zeigen sich breite Querschnittsmaxima, deren Lage von den Kerndimensionen abhängt. Die nichtmonotone Abhängigkeit

des Querschnitts von der Energie stimmt keineswegs mit den früheren theoretischen Voraussagen von WEISSKOPF überein und erfordert eine Revision der Theorie.

Im Zusammenhang hiermit äußerten WEISSKOPF, FESHBACH und PORTER [40] die Grundideen hinsichtlich der Richtung, in der eine Verbesserung der alten Theorie vorgenommen werden kann, und führten die ersten Berechnungen von Querschnitten durch, die eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ergaben. Die früheren Berechnungen beruhten auf der Vorstellung, der Kern sei ein schwarzer Körper, der unbedingt jedes auftreffende schnelle Neutron mit Energien bis zu einigen Dutzend MeV absorbiert. Mit anderen Worten, es wurde vorausgesetzt, daß der Kern für schnelle Neutronen vollständig undurchsichtig ist und daß der Eintritt eines Neutrons in den Bereich des geometrischen Kernquerschnitts (πR^2) unbedingt zum Zusammenstoß mit Nukleonen, zum Energieaustausch mit ihnen und folglich zum Einfang des Neutrons und zur Bildung eines angeregten Zwischenkerns führt.

Diese Vorstellungen stimmen nicht mit neueren Angaben über das Verhalten der Nukleonen im Kern überein, die aus der Schalentheorie der Kerne folgen. Das Einteilchenmodell, auf dem die Schalentheorie der Kerne beruht, hat nur unter der Bedingung Sinn, daß der Energieaustausch zwischen den Nukleonen im Kern stark beschränkt ist. Infolgedessen durchquert ein Nukleon den Kern mit großer Wahrscheinlichkeit, ohne einen Zusammenstoß zu erleiden. Die Erfolge der Schalentheorie der Kerne sprechen also dafür, daß die Kerne nicht nur für sehr schnelle Nukleonen, deren Energie einige hundert MeV beträgt, sondern auch für Nukleonen mit Energien von einigen MeV durchsichtig sind. Daher bedarf die Theorie der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Kernen einer neuen Formulierung, die die Durchsichtigkeit der Kerne berücksichtigt.

In der neuen korrigierten Theorie setzen WEISSKOPF und Mitarbeiter den Kern als rechteckigen Potentialtopf mit einem komplexen Potential in der folgenden Form an:

$$U(r) = -U_0(1 + i\zeta) \quad \text{für} \quad r < R,$$
$$U(r) = 0 \quad \text{für} \quad r > R.$$

Hier ist U_0 die gewöhnliche Tiefe des Potentialtopfes, und ζ ist ein Parameter, der die Wahrscheinlichkeit der Absorption des Neutrons im Innern des Kerns (das Abklingen der Neutronenwelle) charakterisiert. Ist ζ groß, so ist der Kern undurchsichtig, und die neue Theorie liefert das gleiche Resultat wie auch die alte. Ist aber ζ klein, so ist der Kern halbdurchsichtig, und ein beträchtlicher Teil der Neutronenwellen verläßt den Kern und interferiert mit der einfallenden Welle. Die Streuung von Neutronen ist dann als das Ergebnis dieser Interferenzen anzusehen.

Zur Berechnung der totalen Querschnitte wurden von WEISSKOPF folgende Werte der Konstanten benutzt: $U_0 = 19$ MeV, $R = 1{,}45 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}$ cm, $\zeta = 0{,}05$. Der angeführte Wert von ζ entspricht einer Weglänge im Kerninnern

von $l \cong 2 \cdot 10^{-12}$ cm für Neutronen mit einer Energie von etwa 1 MeV. Die unter diesen Voraussetzungen erhaltene Abhängigkeit des totalen Querschnitts von der Neutronenenergie stimmt qualitativ mit den experimentellen Ergebnissen überein. Jedenfalls folgt aus diesen Annahmen unmittelbar der nichtmonotone Gang des Querschnitts mit der Energie. Das zeigt, daß die bis jetzt geläufige Vorstellung, der Kern sei für Neutronen mit Energien von einigen MeV vollständig undurchsichtig, offenbar nicht der Wirklichkeit entspricht.

Abb. 98. Abhängigkeit des Kernradius von der Massenzahl A nach Streuversuchen mit 14 MeV-Neutronen

Gleichung der Geraden: $R = 1{,}45\,A^{\frac{1}{3}} + 1{,}0$; Abszisse: $A^{\frac{1}{3}}$; Ordinate: $\sqrt{\frac{\sigma}{2\pi}}$ in 10^{-13} cm

Die in Abb. 97 dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf ein Energieintervall, das sich bis zu 3 MeV erstreckt. Außerdem erhielt man ziemlich viele Angaben über totale Querschnitte für Neutronen mit einer Energie von 14 MeV. Die ersten Messungen von AMALDI und Mitarbeitern [41], in denen Neutronen der Reaktion Li (d, n) und als Detektor Kupfer benutzt wurden, das sich in der Reaktion Cu^{63} (n, 2 n) Cu^{62} (Schwellenwert: 11,2 MeV) bildet, sowie die nachfolgenden Messungen von SHERR [42] mit 25 MeV-Neutronen ergaben eine monotone Abhängigkeit des totalen Querschnitts σ_t von A, die sich in der Form

$$\sigma_t = 2\pi R^2$$

darstellen läßt, wobei $R = \left(1{,}37\,A^{\frac{1}{3}} + 1{,}7\right) \cdot 10^{-13}$ cm ist.

Im Jahre 1952 erschien eine Arbeit von BARSCHALL und Mitarbeitern [43], in der die vollständigsten und genauesten Untersuchungen der totalen Querschnitte vieler Kerne für Neutronen mit einer Energie von 14,1 MeV (T (d, n) He^4-Reaktion) durchgeführt wurde. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in Abb. 98 graphisch dargestellt, wobei die Abhängigkeit $\sqrt{\frac{\sigma}{2\pi}}$, d. h. des effektiven Radius R von $A^{\frac{1}{3}}$, aufgetragen wurde. Wäre der totale Querschnitt gleich $2\pi R^2$ und änderte sich der Radius monoton laut der Formel $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, so müßten die Meßwerte in der angegebenen graphischen Darstellung auf einer Geraden liegen.

Wie man aus der Abb. 98 ersieht, zeigt sich in Wirklichkeit eine merkliche Abweichung der Meßwerte von der Geraden, die in der geeignetsten Weise eingezeichnet ist und dem Wert $r_0 = 1{,}45 \cdot 10^{-13}$ cm entspricht. Die Abweichung tritt nicht nur bei leichten Kernen auf, für die die statistische Theorie nicht vorbehaltlos angewendet werden kann, sondern auch bei schweren Kernen, für die die Übereinstimmung mit der Theorie hinreichend gut sein sollte. Es sei darauf hingewiesen, daß die Versuche bei „guter Geometrie" und mit großer statistischer Genauigkeit durchgeführt wurden und daß die Abweichungen weit außerhalb der experimentellen Fehlergrenze liegen. Sieht man diese Versuche als eine Methode zur Bestimmung des Kernradius an, und setzt man $\sigma_t = 2\pi R^2$, so ist es klar, daß sich die Radien nicht monoton ändern, und die Beziehung $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, falls man r_0 als Konstante ansieht, gestört ist. Die Sprünge im Gang von R stehen nicht in eindeutigem Zusammenhang mit den magischen Zahlen. So haben z. B. Tl, Pb^{206} und Pb^{208} innerhalb der Fehlergrenzen gleiche Querschnitte, während nur einer dieser Kerne, nämlich Pb^{208}, eine magische Anzahl von Neutronen besitzt (126).

Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des totalen Querschnitts von der Neutronenenergie im Intervall 3—14 MeV wurde von Nereson und Darden [44] durchgeführt. Es wurde ein Neutronenbündel mit kontinuierlichem Energiespektrum benutzt, das aus einem mit schnellen Neutronen arbeitenden Kernreaktor herausgeführt wurde [45]. Das Spektrum der Bündelneutronen mit Energien über 2 MeV entsprach etwa dem Spektrum der Spaltungsneutronen, das in Abb. 64 dargestellt ist. Der Neutronenfluß betrug für $E_n = 3$ MeV etwa $5 \cdot 10^6$ und für $E_n = 10$ MeV ungefähr $3 \cdot 10^4$ Neutronen/cm² sec.

Die Separation von Neutronen bestimmter Energie aus dem kontinuierlichen Spektrum geschah mit Hilfe eines Detektors. So wurde z. B. als selektiver Detektor eine Ionisationskammer benutzt, in die ein mit Düsen ausgeblendetes Bündel von Rückstoßprotonen oder -deuteronen fiel, das aus einem vor der Kammer angeordneten dünnen Strahler herausgeschlagen wurde. Der Kollimator blendete die Rückstoßkerne aus, die unter Winkeln von weniger als 10° herausgeschlagen werden. Die Größe des Impulses der Rückstoßkerne ist ihrer Energie proportional und damit auch der Neutronenenergie. Durch Aussonderung von Impulsen bestimmter Größe konnten Neutronen bestimmter Energie registriert werden. Die Impulse gelangten von der Kammer über einen Linearverstärker zu einem 12-Kanal-Amplitudenanalysator, wobei in jedem Kanal des Analysators Neutronen einer bestimmten Energie und in allen zusammen ein ganzes Spektralgebiet registriert wird. Zur Herabsetzung des Untergrundes wurde zwischen dem Strahler und der Kammer ein in Koinzidenz geschaltetes Proportionalzählrohr angeordnet. Um zu verhindern, daß Rückstoßkerne hoher Energie, die die Hauptkammer verlassen, registriert werden, wurde hinter dieser eine in Antikoinzidenz geschaltete Hilfskammer angebracht.

Der Querschnitt wurde wie gewöhnlich auf Grund der Abschwächung des Neutronenbündels durch die Probe bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen

sind in Abb. 99 und 100 dargestellt. Aus ihnen geht hervor, daß der totale Querschnitt auch in diesem Energiegebiet ein nichtmonotones Verhalten bei Änderung der Energie und der Zahl der Kernteilchen zeigt. Breite Maxima und Minima des Querschnitts treten zwar bei verschiedenen Energien jedoch sowohl bei den mittleren wie auch bei den schweren Elementen auf. Benachbarte Elemente zeigen ähnlichen Querschnittsverlauf, woraus folgt, daß dieser nicht von den individuellen Eigenschaften der Kerne, sondern von ihren Abmessungen abhängt.

Abb. 99. Totale Querschnitte von Kernen für Neutronen mit Energien von 3 bis 14 MeV nach Nereson und Darden

Abszisse: E_n-Neutronenenergie in MeV; Ordinate: σ-totaler Querschnitt in barn

Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit denen von BARSCHALL zeigt, daß der totale Querschnitt der Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen im gesamten Energieintervall von 0,1 bis 14 MeV nicht monoton abnimmt, wie dies von der einfachsten statistischen WEISSKOPFschen Theorie vorhergesagt wurde, sondern Schwankungen unterworfen ist, die sich als Maxima und Minima offenbaren. In der Tab. 11 sind gemessene Werte des totalen Querschnitts einer Reihe von Elementen für Neutronen mit Energien zwischen 14 und 400 MeV zusammengestellt.

Abb. 100. Totale Querschnitte von Kernen für Neutronen mit Energien von 3 bis 14 MeV nach NERESON und DARDEN

Abszisse: E_n-Neutronenenergie in MeV; Ordinate: σ-totaler Querschnitt in barn

Tabelle 11. Totale Querschnitte für sehr schnelle Neutronen in barn

Element	A	Z	Neutronenenergie in MeV										
			14	23	42	85	95	180	190	220	270	280	400
H	1	1	0,687	0,39	0,203	0,083	0,073			0,041	0,038	0,033	0,033
H	2	1			0,289	0,117	0,104					0,049	
Li	6,9	3	1,44		0,684	0,314						0,164	
Be	9	4	1,53		0,853	0,431	0,396					0,225	0,232
B	10,8	5	1,41		0,985								
C	12	6	1,32	1,29	1,089	0,550	0,498		0,291	0,285	0,288	0,279	0,298
N	14	7	1,59		1,220	0,656	0,570						
O	16	8	1,58	1,60	1,358	0,765	0,663					0,380	0,379
F	19	9	1,70		1,603								
Na	23	11	1,71		1,67								
Mg	24,3	12	1,75		1,723	1,03	0,993						
Al	27	13	1,73	1,85	1,782	1,12		0,575	0,540	0,576	0,555	0,566	0,588
S	32,1	16	1,92		1,974								0,681
Cl	35,5	17	2,00	1,88	2,11	1,38	1,28						0,743
Ca	40,1	20	2,19		2,21								
Fe	55,8	26	2,60		2,44								1,07
Ni	58,7	28	2,67		2,51								
Cu	63,6	29	2,96	2,50	2,54	2,22	2,00	1,25	1,15	1,15	1,15	1,19	1,19
Zn	65,4	30	3,06		2,62	2,21							
Se	79,2	34	3,56										
Br	79,9	35	3,52		2,93								
Sr	87,6	38	3,68		2,99								
Mo	96	42	4,04		3,11								
Ag	107,9	47	4,34	3,70	3,23								
Cd	112,4	48	4,44										1,85
Sn	118,7	50	4,68		3,25	3,28	3,18		1,90			1,83	
Sb	121,8	51	4,71										
J	126,9	53	4,74		3,51								
Ba	137,4	56	5,17		3,57								
Ta	180,9	73	5,24		4,20								
W	183,9	74	5,30		4,31								
Au	197,2	79	5,31										
Hg	200,6	80	5,36	5,25	4,51							2,80	
Pb	207,2	82	5,48		4,44	4,53	4,48	3,06	2,85	2,99	2,84	2,89	2,89
Bi	209	83	5,46		4,58								
Th	232,1	90	5,69		5,03								3,23
U	238,2	92	5,87		5,12	5,03	4,92		3,85			3,14	3,26

2. Differentielle Streuquerschnitte

n dem integralen Streuquerschnitt ist auch die Kenntnis des (Querschnitts, d. h. der Winkelverteilung der gestreuten Neı . In dieser Hinsicht gibt es aber nur für die Streuung von Ne tonen eine sehr große Anzahl von Untersuchungen. Es wur , daß die n — p-Streuung in Schwerpunktskoordinaten bis zu I MeV isotrop ist. Bei höheren Energien beginnt eine mit der nde relative Intensitätsverstärkung längs der Streuachse, w ıg immer bezüglich 90° symmetrisch ist (siehe z. B. [26]).

komplizierte Kerne sind die differentiellen Querschnitte weit ıt. Dies hängt damit zusammen, daß die Messungen infolge ungen tät von Bündeln schneller Neutronen und des geringen W der zur Verfügung stehenden Detektoren sehr schwierig si ıchung des differentiellen Streuquerschnitts muß das Neutrone streuende Probe gerichtet werden, und die gestreuten Ne mit einem Detektor registriert werden, der unter versch n zur ursprünglichen Bündelrichtung angeordnet wird.

der ersten Versuche dieser Art wurde von AMALDI und Mitarbei ›führt. Als Neutronenquelle wurde die Reaktion Li (d, n) benı ıen mit kontinuierlichem Spektrum liefert, dessen obere Gr 4 MeV liegt. Als Schwellenwertdetektor wurde Kupfer ben ırch die Reaktion Cu^{63} (n, 2 n) Cu^{62} eine 10-min-Aktivität ε

. Anordnung von AMALDI u. a. zur Untersuchung der Streuung von N Li (d, n) mit einer Energie von etwa 14 MeV

wurde. Da der Schwellenwert der Reaktion bei 11,2 MeV liegt, betrug die mittlere Energie der registrierten Neutronen etwa 14 MeV.

Die Aktivierung des Kupfers durch die gestreuten Neutronen konnte nur für große Raumwinkel von der Neutronenquelle zum Streuer beobachtet werden. Diese Bedingung zusammen mit der notwendigen Aussonderung eines bestimmten Streuwinkels zwang die Autoren, einen Streuer zu verwenden, dessen Form ziemlich kompliziert war und an ein Faß ohne Boden erinnerte. Abbildung 101 zeigt eine Photographie der Versuchseinrichtung. Der Detektor befand sich in einigem Abstand von der Quelle (Lithiumtarget des Beschleunigers); zwischen beiden war ein Paraffinblock angeordnet, der den Detektor von dem direkten Neutronenbündel abschirmte. Die faßförmige

Abb. 102. Einige Streuer für die Versuche von AMALDI u. a.

treuende Probe war symmetrisch zwischen Quelle und Detektor angebracht. Der Neutronenfluß auf den Streuer wurde mit Hilfe des gleichen Detektors ermittelt. Für jeden Streuwinkel wurde ein besonderer Streukörper angefertigt. Eine Sammlung dieser Körper ist in Abb. 102 dargestellt. Auf jedem ist der entsprechende Streuwinkel in Grad vermerkt. Die Messung des differentiellen Streuquerschnitts wurde nur für Blei durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 103 dargestellt, wobei auf der Abszissenachse der Streuwinkel aufgetragen ist. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die Streuung stark nach vorn gerichtet ist (Streuung unter kleinen Winkeln) und deutlich Beugungscharakter zeigt. Die ausgezogenen Linien auf Abb. 103 repräsentieren die Formel

$$\sigma(\theta) = R^2 \left| \frac{J_1\left(\frac{R}{\lambda}\theta\right)}{\theta} \right|^2 ,$$

wobei R der Kernradius, J_1 die BESSEL-Funktion 1. Ordnung und θ der Streuwinkel ist. Diese Formel gibt die Intensitätsverteilung bei der Beugung von Wellen an einem runden undurchsichtigen Schirm mit dem Radius R an.

Die gemessene Neutronenverteilung zeigt wirklich ein Maximum bei einem Winkel von etwa 40°, was dafür spricht, daß in der Tat eine Beugungsstreuung schneller Neutronen an Kernen vorliegt.

Der überzeugendste Beweis und die anschaulichste Demonstration für die Beugungsstreuung wurde 1947 in den Versuchen von SOKOLOW [46] mit geladenen Teilchen erbracht. Die Streuung geladener Teilchen unterscheidet

Abb. 103. Differentielle Querschnitte der Streuung von 14-MeV-Neutronen an Blei nach AMALDI u. a. Die Kurven geben die Beugungsstreuung für zwei Werte des Kernradius an

sich von der Neutronenstreuung nur durch den Einfluß der Wechselwirkung zwischen Ladungen der Teilchen und Kerne. Der differentielle Querschnitt der RUTHERFORDschen Streuung, die durch diese Wechselwirkung bedingt ist, ist bekanntlich umgekehrt proportional $E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}$ (E — Teilchenenergie, θ — Streuwinkel). Bei genügend großen Energien und Winkeln wird dieser Querschnitt klein im Vergleich zum Querschnitt der Kernstreuung, und man braucht ihn nicht zu berücksichtigen. Die Kernstreuung geladener Teilchen verläuft aber analog zur Neutronenstreuung, und die Beugungserscheinungen müssen hier im gleichen Maße auftreten.

In den Versuchen von SOKOLOW wurde die Streuung von 28-MeV-α-Teilchen und 15-MeV-Deuteronen an leichten Kernen untersucht, wobei die RUTHERFORDsche Streuung bei Winkeln von mehr als 20° nur einen unwesentlichen Beitrag lieferte. Die Versuchsanordnung war sehr einfach. Ein schmales paralleles Teilchenbündel fiel auf die streuende Folie, unter der, außerhalb des Bündels, eine Photoplatte zur Registrierung der gestreuten Teilchen angeordnet war. Die Winkelverteilung der gestreuten Teilchen wurde durch Zählung der Spuren gestreuter Teilchen für verschiedene Winkel ermittelt. Die Ergebnisse der Zählung wurden entsprechend den geometrischen Versuchsbedingungen ausgewertet. In der Abb. 104 sind die Meßergebnisse in Form eines Polardiagramms dargestellt, wobei die Intensität des Flusses gestreuter Teilchen in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufgetragen wurde. Die Kurven

Abb. 104a. Winkelverteilung von 28-MeV-α-Teilchen, die an Berylliumkernen gestreut wurden (nach SOKOLOW)

Abb. 104b. Winkelverteilung von 28-MeV-α-Teilchen, die an Kohlenstoffkernen gestreut wurden (nach SOKOLOW)

entsprechen der Streuung von α-Teilchen (28 MeV) an Kernen des Berylliums (a), Kohlenstoffs (b) und Aluminiums (c) sowie von Deuteronen (15 MeV) an Aluminium (d).

Auf jeder Kurve sieht man deutlich Maxima und Minima der Winkelverteilung bei gewissen Werten des Streuwinkels. Berechnet man die Lage der Beugungsmaxima für Strahlung der entsprechenden Wellenlänge $\left(\lambda = \frac{h}{\sqrt{2ME}}\right)$,

Abb. 104c. Winkelverteilung von 28-MeV-α-Teilchen, die an Aluminiumkernen gestreut wurden (nach Sokolow)

Abb. 104d. Winkelverteilung von 15-MeV-Deuteronen, die an Aluminiumkernen gestreut wurden (nach Sokolow)

die an einer Kugel mit dem Radius $R = 1{,}4 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}$ cm gestreut wird, so fällt sie befriedigend mit der im Experiment festgestellten Lage zusammen. Das Verhältnis der Winkel, die den zweiten und dritten Maxima entsprechen, ist in allen Fällen gleich 1,6, was vollkommen dem Verhältnis der Wurzeln der BESSEL-Funktion entspricht, die die Intensitätsverteilung bei der Beugungsstreuung angibt. Dies zeigt, daß die Streuung von Teilchen im Feld der Kernkräfte wirklich der Beugung von Strahlung an runden Hindernissen analog ist.

a) α-l b) α-l

Abb. 105. Photographie eines Bündels von α-Teilchen, die an Kohlenstoff (*a*) und Aluminium (*b*) gestreut wurden (nach SOKOLOW). Die Photoplatte wurde parallel zum ursprünglichen Teilchenbündel (außerhalb des Bündels) angeordnet. Die Pfeile zeigen die Richtungen der Beugungsmaxima an

Außer den Photoplatten, auf denen einzelne Spuren gestreuter Teilchen registriert und ausgezählt wurden, erhielt SOKOLOW Photos, die an Hand der integralen Schwärzung unmittelbar die Beugungsstreuung zeigen und eine visuelle Beobachtung der Beugung gestatten. Auf Abb. 105 sind zwei Photos von α-Teilchenströmen gezeigt, die an Kohlenstoff und Aluminium gestreut wurden. Sie wurden unter den gleichen geometrischen Bedingungen erhalten, jedoch bei größerer Belichtungszeit. Die Abbildungen stellen Positive dar, und die hellsten Stellen auf ihnen entsprechen der größten Intensität des Teilchenstromes. Der Lichtstreifen unter dem Winkel 25° entspricht dem ersten Beugungsmaximum.

Abbildung 106 zeigt die Photographie eines α-Teilchenbündels bei senkrecht zu diesem angeordneter Platte. Das rechte Photo zeigt den normalen Bündelquerschnitt ohne Streuer. Das linke Photo wurde mit demselben Bündel erhalten, jedoch wurde 3 cm vor der Photoplatte eine streuende Kohlenstoffolie angebracht. Infolge der intensiven Streuung unter kleinen Winkeln ist der Mittelteil des Bündels stark verbreitert. Außer dieser Verbreiterung wird jedoch auch ein heller Ring beobachtet, der dem ersten Beugungsmaximum entspricht.

)iese Photographie ist dem Aussehen nach einer Röntgenaufnahme ähnlich lie man erhält, wenn ein Bündel monochromatischer Röntgenstrahlen eine)olykristalline Probe durchdringt.

Im Jahre 1953 wurden vorläufige Ergebnisse einer Untersuchung von WAL: ınd BARSCHALL [47] veröffentlicht, in der die Winkelverteilung von 1-MeV Neutronen bei ihrer elastischen Streuung an verschiedenen Elementen be timmt wurde.

a) b)

ιbb. 106. Photographie eines 28-MeV-α-Teilchenbündels (nach SOKOLOW). Die Photo platte wurde senkrecht zum Bündel angeordnet
a) mit einer streuenden Kohlenstoffolie 3 cm vor der Platte, b) ohne Streuer

Als Neutronenquelle diente die Reaktion Li^7 (p, n) Be^7. Die Protonen wurder nittels eines elektrostatischen Generators beschleunigt. Die Energiebreite de Neutronenbündels betrug etwa 100 keV. Die Neutronen wurden mit Hilfe vo Heliumrückstoßkernen registriert, wobei man einen Zähler mit veränder icher Empfindlichkeitsschwelle verwendete. Bei zwei Schwellenwerten (75(ınd 850 keV) wurden fast gleiche Ergebnisse gewonnen, was darauf hinweist laß in beiden Fällen elastisch gestreute Neutronen registriert werden. Die Meßergebnisse sind in Abb. 107 dargestellt, wobei auf der Abszissenachse de cos des Streuwinkels aufgetragen ist und auf der Ordinatenachse der differen ielle Querschnitt in barn pro steradian. Wie man aus der Abbildung sieht zeigt sich bei zunehmenden Kernabmessungen immer deutlicher ei Beugungs-) Maximum des Querschnitts beim Winkel Null. Für leicht Elemente (Fe, Cu) unterscheidet sich die Streuung nicht sehr stark von de sotropen Streuung. Für mittlere Elemente (Ag, Sn) ist die Intensität de Streuung nach vorn um einige Male größer als die Intensität der Streuun ınter größeren Winkeln, und für die schweren Elemente (Pb, Bi) zeigt sic leutlich ein zweites Beugungsmaximum, und zwar bei einem Winkel vo

Integriert man die Kurven (Abb. 107), so kann man den Gesamtquerschnitt der elastischen Streuung für die untersuchten Elemente ermitteln und, wenn man ihn von dem bei Bündelschwächungsversuchen gefundenen totalen Wechselwirkungsquerschnitt abzieht, den Querschnitt der unelastischen

Abb. 107. Differentielle Querschnitte der elastischen Streuung von 1-MeV-Neutronen (nach WALT und BARSCHALL)

Wechselwirkung abschätzen, der praktisch gleich dem Querschnitt der unelastischen Streuung ist, da der Einfangsquerschnitt einen kleinen Wert hat. Offensichtlich ist der Querschnitt der unelastischen Streuung gleich $\sigma_{in} = \sigma_t - \int \sigma(\theta)\, d\omega$. In Tabelle 12 sind die auf diesem Wege berechneten Querschnitte der unelastischen Streuung σ_{in} für die untersuchten Kerne angegeben. Die in der Tabelle angegebenen totalen Querschnitte σ_t sind anderen Arbeiten entnommen. Außerdem sind in der Tabelle die Transportquerschnitte σ_{tr} angeführt, die aus den vorliegenden Angaben berechnet wurden und durch die Gleichung

$$\sigma_{tr} = \sigma_t - \int \sigma(\theta) \cos\theta\, d\omega$$

bestimmt sind.

Tabelle 12. Wirkungsquerschnitt der unelastischen Streuung und Transportquerschnitte für 1-MeV-Neutronen nach WALT und BARSCHALL (in barn)

Element	σ_t	σ_{in}	σ_{tr}	Element	σ_t	σ_{in}	σ_{tr}
Ti	2,9	0,1	2,1	Sn	6,8	0,7	4,6
Fe	2,5	0,4	2,1	Sb	7,0	0,8	4,4
Co	3,5	0,2	3,0	Te	6,5	0,6	3,9
Ni	2,9	0,1	2,5	Ba	6,8	0,2	4,3
Cu	3,2	0,3	2,8	Ce	6,8	0,1	4,4
Zn	3,6	0,3	3,3	Hf	7,2	2,1	5,4
Se	5,0	0,7	3,5	Ta	7,3	2,2	5,2
Sr	6,7	0,7	4,8	W	6,9	2,2	5,3
Zr	7,0	0,4	4,6	Au	5,6	1,5	4,4
Nb	6,5	0,7	4,2	Hg	5,6	0,9	4,3
Mo	6,8	1,1	4,6	Pb^{206}	4,9	0,2	4,0
Ag	6,6	2,1	4,4	Pb	4,9	0,3	4,1
Cd	6,9	1,4	4,4	Bi	4,9	0,1	4,1
In	6,6	0,4	4,1	Th	7,1	1,8	5,3

Auf Abb. 108 sind die von WALT und BARSCHALL gemessenen differentiellen Querschnitte in einem dreiachsigen Diagramm dargestellt, welches die stetige Veränderung des Querschnitts bei Vergrößerung der Kerndimensionen demonstriert.

In Abb. 109 sind die differentiellen Querschnitte der Streuung von 3,7-MeV-Neutronen an Al, Fe und Pb gezeigt, die WHITEHEAD und SNOWDON [48] gemessen haben. Die oberen Kurven entsprechen direkt den Meßpunkten, die unteren — nach Berücksichtigung einer Korrektur für Mehrfachstreuung. Vergleicht man diese Querschnitte mit denen für 1 MeV, so sieht man, daß bei Aluminium die Intensität für den Winkel Null größer ist, daß bei Eisen ein zweites Beugungsmaximum für einen Winkel von etwa 100° auftritt und daß sich bei Blei das zweite Beugungsmaximum zu einem kleineren Winkel hin verschoben hat, wie es auch für die Beugungsstreuung zu erwarten war.

Eine andere Methode zur Untersuchung des differentiellen Streuquerschnitts besteht in der Beobachtung der Energie- oder Winkelverteilung der Rückstoßkerne. Der Flugwinkel bzw. die Energie eines Rückstoßkerns hängen eindeutig mit dem Streuwinkel des Neutrons zusammen, und der Übergang von der Winkel- oder Energieverteilung der Rückstoßkerne zur Winkelverteilung der Neutronen ist jederzeit möglich. Jedoch kann diese Methode praktisch nur auf leichte Kerne angewendet werden, deren Rückstoßenergie hinreichend groß ist, so daß man sie auch beobachten kann. Da die Energie eines Rückstoßkerns proportional dem Quadrat des cos des Flugwinkels ist, erweist sich bei Winkeln nahe 90° sogar die Beobachtung leichter Rückstoßkerne als schwierig. Diesen Winkeln entsprechen kleine Streuwinkel der Neutronen. Folglich kann die Streuung unter kleinen Winkeln sogar für leichte Kerne nicht nach diesen Verfahren untersucht werden. Die vorliegenden Angaben über die differentiellen Streuquerschnitte wurden nach dieser Methode für Wasserstoff und einige andere leichte Kerne erhalten. Beobachtet man für die n — p-Streuung eine in Schwerpunktskoordinaten isotrope Verteilung der Neutronen bis zu Energien von 10 MeV, so zeigt sich für andere Kerne schon bei wesentlich kleineren Energien eine Anisotropie der Streuung. Bei einer

Abb. 108. Differentielle Querschnitte der elastischen Streuung von 1-MeV-Neutronen (nach WALT und BARSCHALL)

Abszisse: *I* — cos θ; *II* — Massenzahl *A*; Ordinate: $\sigma(\theta)$ in millibarn/Steradian

Neutronenenergie von 3 MeV wird z. B. für Deuterium [49], Sauerstoff, Kohlenstoff und Stickstoff [50] eine anisotrope Streuung beobachtet. Die Beobachtung der Rückstoßkerne und die Messung der Flugwinkel wurde mittels WILSON-Kammern, Photoemulsionen oder Proportionalzählrohren vorgenommen, die Messung der Energieverteilung mit Hilfe einer Ionisationskammer.

Durch Beobachtung der Energieverteilung der Rückstoßkerne in einer Ionisationskammer wurde auch die Winkelverteilung von Neutronen mit Energien zwischen 0,75 und 4,14 MeV untersucht, die an Helium

Abb. 109. Differentielle Querschnitte der Streuung von 3,7-MeV-Neutronen an Aluminium, Eisen und Blei nach WHITEHEAD und SNOWDON. Die unteren Kurven sind bezüglich der Mehrfachstreuung korrigiert

Abszisse: θ (Labor); Ordinate: $\sigma(\theta)$ in barn/Steradian

gestreut wurden [51]. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 110 dargestellt. Auf jeder der 15 Zeichnungen ist längs der Abszissenachse der cos des Streuwinkels θ aufgetragen und längs der Ordinatenachse der differentielle Querschnitt in relativen Einheiten.

Bei Neutronenenergien (auf jedem Bild eingezeichnet) von etwa 1 MeV und weniger zeigt sich eine ziemlich starke Streuung nach hinten unter Winkeln θ von etwa 180° ($\cos\theta = -1$). Bei zunehmender Energie wächst die nach vorn gerichtete Streuung.

Abb. 110. Spektren von Heliumrückstoßkernen für Neutronen verschiedener Energien, die mit einer Ionisationskammer ermittelt wurden

Für Neutronen mit einer Energie von ungefähr 90 MeV wurde der differentielle Streuquerschnitt auch in direktem Verfahren untersucht, d. h. durch Beobachtung der gestreuten Neutronen selbst [52]. Wie aus der Theorie der Beugungsstreuung folgt, müssen die Streuwinkel von der Größenordnung $\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R}$ sein ($\lambda\!\!\!^{-}$ — Wellenlänge des Neutrons, dividiert durch 2π; R — Kernradius), d. h., sie sind in diesem Fall klein, da $\lambda\!\!\!^{-} \approx 0{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm ist. Folglich müssen die gestreuten Neutronen in einem kleinen Kegel um die Bündelrichtung verteilt sein. In der Tat zeigten die Versuche auch, daß die Intensität der gestreuten Neutronen in Übereinstimmung mit der Theorie der Beugungsstreuung stark mit zunehmendem Streuwinkel abfällt und der Hauptanteil der Neutronen unter kleinen Winkeln von der Größenordnung $\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R}$ gestreut wird. Beugungsmaxima wurden in den genannten Versuchen wegen des ungenügenden Auflösungsvermögens der Apparatur nicht beobachtet. Beugungsmaxima wurden jedoch überzeugend bei der Streuung von 300-MeV-Protonen an verschiedenen Kernen von Kohlenstoff bis Blei nachgewiesen (siehe Abb. 123) [53]. Es ist zu erwarten, daß auch für Neutronen mit solchen Energien die Streuung analog verläuft.

3. Einfangquerschnitte

Die getrennte Messung der effektiven Streu- und Einfangquerschnitte erfordert im allgemeinen die Anwendung von Methoden, die sich von der Methode der Bündelschwächung unterscheiden. Obwohl man bereits an Hand von Messungen des totalen Querschnitts vieles auch über den Streuquerschnitt für schnelle Neutronen aussagen kann, da beide Querschnitte annähernd gleich sind, kann der Einfangquerschnitt, der nur einen kleinen Teil des totalen Querschnitts ausmacht, auf Grund von Bündelschwächungsversuchen nicht einmal roh abgeschätzt werden.

Der effektive Einfangquerschnitt kann aber in vielen Fällen gesondert vom Streuquerschnitt gemessen werden. Ist der Neutroneneinfang von der Emission geladener Teilchen begleitet, finden also die Reaktionen (n, p) oder (n, α) statt, so kann man die Zahl der Einfangakte aus der Zahl der entstehenden Protonen oder α-Teilchen bestimmen. Findet ein Strahlungseinfang (n, γ) statt und bildet sich hierbei ein radioaktiver Kern, so kann man die Zahl der Einfangakte aus der Aktivität der bestrahlten Probe bestimmen. In beiden Fällen bildet sich ein geladenes Teilchen, dessen Auftreten den Einfang anzeigt. Der Unterschied besteht nur darin, daß die Protonen und α-Teilchen gewöhnlich innerhalb einer Zeit von weniger als 10^{-12} sec emittiert werden, während die β-Teilchen mit großer Verzögerung ausgesendet werden, die von Bruchteilen einer Sekunde bis zu Millionen Jahren betragen kann. Deshalb muß die Nachweisapparatur zur Messung des Einfangquerschnitts bei den Reaktionen (n, p) und (n, α) unmittelbar während der Bestrahlung der Probe mit Neutronen arbeiten, während zur Messung des Querschnitts des Strahlungs-

einfangs (n, γ) zunächst die Bestrahlung vorgenommen werden kann und anschließend die Bestimmung der Aktivität der Probe mittels eines Zählgerätes.

Um den Einfangquerschnitt bestimmen zu können, muß man den Neutronenfluß kennen, mit dem die Probe bestrahlt wurde, d. h. die Zahl der Neutronen, die auf die Probe fallen, und die Zahl der Einfangakte in der Probe pro Zeiteinheit. Für eine dünne Probe, in der nur ein kleiner Teil der auftreffenden Neutronen eingefangen wird, ist die Abhängigkeit des Neutronenflusses f vom Einfangquerschnitt $\sigma_{\text{Einf.}}$ durch die einfache Gleichung

$$A = n f \sigma_{\text{Einf.}}$$

gegeben, wobei A die Zahl der Einfangakte und n die Zahl der einfangenden Kerne in der Probe sind.

Zur Messung von A ist erforderlich, daß die Dicke der Probe klein ist im Vergleich zur Weglänge der in der Probe gebildeten geladenen Teilchen, damit auch jedes Teilchen aus der Probe heraustreten und in das Zählgerät gelangen kann. Daher werden zur Messung von $\sigma_{\text{Einf.}}$ gewöhnlich dünne Stoffschichten verwendet. Im Fall der Reaktionen (n, p) und (n, α) bringt man diese Schichten ins Innere von Ionisationskammern oder Proportionalzählrohren, befestigt sie z. B. an eine der Wände dieser Meßgeräte. Da ein Teilchen, das in die Wand eindringt, keine Ionisation des Gases in der Kammer hervorruft, ist allgemein die Zahl der Einfangakte größer als die Zahl der registrierten Teilchen. Ist die Wahrscheinlichkeit der Teilchenemission in allen Richtungen gleich, so gelangt die Hälfte aller Teilchen aus einer dünnen Schicht ins Gas, und der Wirkungsgrad des Gerätes beträgt 50 %. Die zu bestrahlende Schicht kann auch anders im Nachweisgerät angeordnet werden. Man kann den zu bestrahlenden Stoff insbesondere in Form eines Gases in das Gerät einführen. Dann kann jedes Teilchen, das beim Einfang emittiert wird, eine Ionisation hervorrufen und somit nachgewiesen werden.

Zur Bestimmung der Anzahl der Einfangakte ist die Kenntnis des Anteils registrierter Teilchen an der Gesamtzahl der gebildeten Teilchen wesentlich. Die Anzahl der Einfangakte kann offensichtlich auch dann bestimmt werden, wenn in der Probe Kerne vorhanden sind, die keine nachzuweisenden Teilchen aussenden, die Schichtdicke wird dadurch jedoch größer. Daher ist es wünschenswert, die dünne feste Schicht der Probe entweder aus reinen Elementen herzustellen oder, falls dies unmöglich ist, eine chemische Verbindung mit einem Maximalgehalt an dem zu untersuchenden Element zu verwenden.

Wird die Zahl der Einfangakte aus der β-Aktivität der bestrahlten Probe bestimmt, so bestehen praktisch dieselben Forderungen bezüglich der Schichtdicke. Jedoch ist die Abhängigkeit der Zahl der Einfangakte pro Zeiteinheit von der Aktivität, die einige Zeit nach der Bestrahlung bestimmt wird, komplizierter (siehe § 19). Die Sättigungsaktivität A_0 steht mit der gemessenen Aktivität folgendermaßen in Zusammenhang:

$$A = A_0 (1 - e^{-\lambda t_0})\, e^{-\lambda t_1};$$

hier ist $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$ — die Zerfallskonstante für die erzeugte Radioaktivität, t_0 — die Bestrahlungsdauer und t_1 — die Zeitspanne vom Ende der Bestrahlung bis zum Beginn der Messung. Ist die Halbwertszeit T groß, d. h. viel größer als t_0 und t_1, so ist $A = A_0 \lambda t = A_0 \frac{t_0}{T} \ln 2$, d. h., die Aktivität ist der Bestrahlungsdauer proportional.

Abgesehen von der Zahl der Einfangakte A, muß man zur Bestimmung von $\sigma_{\text{Einf.}}$ den Neutronenfluß f ermitteln. Für schnelle Neutronen kann man diese Größe mit einem Indikator bestimmen, der Rückstoßprotonen registriert, oder einem geeichten Borzähler, dessen Wirkungsgrad nicht von der Neutronenenergie abhängt.

Als Beispiel sei die Messung der Querschnitte der Reaktionen $N^{14}(n, p)C^{14}$ und $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ für Neutronen mit Energien von 0,2 bis 2,2 MeV [54] genannt. Die Neutronen wurden mittels der Reaktion $Li^7(p, n)Be^7$ erzeugt, wobei ein dünnes Lithiumtarget (für 2-MeV-Protonen 12 keV dick) mit Protonen beschossen wurde, die in einem elektrostatischen Generator beschleunigt wurden. Zur Registrierung der Zahl der Einfangakte wurde eine zylindrische Ionisationskammer verwendet, die unter einem Druck von 10 atm mit Stickstoff gefüllt war. Bei der Bestrahlung des Stickstoffs in der Kammer mit Neutronen konnten beide Reaktionen stattfinden, d. h. sowohl (n, p) als auch (n, α). Eine Unterscheidung zwischen den beiden Reaktionen kann an Hand der Größe der Ionisation getroffen werden, die der Energie des emittierten geladenen Teilchens proportional ist. Durch Messung der Größenverteilung der Ionisationsimpulse konnten die Autoren für jede Neutronenenergie zwei Maxima nachweisen, von denen das eine (mit größeren Impulshöhen) Protonen entsprach und das andere den α-Teilchen. Die Energie der Protonen ist größer als die Energie der α-Teilchen, da die Energie der Reaktion (n, p) größer als die der Reaktion (n, α) ist. Auf Grund dieser Tatsache konnte man Protonen und α-Teilchen unabhängig voneinander registrieren und die Zahl der einen und andere bestimmen.

Der Neutronenfluß wurde mittels eines Borzählers mit konstanter Empfindlichkeit gemessen. Die absolute Größe seiner Empfindlichkeit wurde mit einer geeichten Ra + Be-Quelle bestimmt. Die Neutronenenergie wurde durch Veränderung der Energie der Protonen variiert, mit denen das Lithium beschossen wurde. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 19 des Albums [31] graphisch dargestellt, und zwar ist die Abhängigkeit der Querschnitte der Reaktionen (n, p) und (n, α) von der Neutronenenergie angegeben. Der Querschnitt der Reaktion (n, p) zeigt Resonanzmaxima bei Neutronenenergien von 499, 640, 993 und 1415 keV. Bekanntlich ist die Reaktion $N^{14}(n, p)C^{14}$ exotherm und tritt sogar beim Einfang langsamer Neutronen durch Stickstoff ein. Die Reaktion (n, α) wird nur für Neutronen mit einer Energie von mehr als 1 MeV beobachtet, und ihr Querschnitt zeigt Resonanzmaxima bei 1415 und 1800 keV. Auf der gleichen Abbildung ist auch der Gesamtquerschnitt der Reaktionen (n, p) und (n, α) für Energien von 2,1 bis 3,3 MeV gezeigt, der in analogen Versuchen erhalten wurde [55], wobei jedoch Protonen und α-Teilchen nicht unterschieden werden konnten.

Im vorliegenden Fall wurden die Reaktionen (n, p) und (n, α) an dem leichten Kern N^{14} untersucht, für den der Potentialwall, der bei Emission geladener Teilchen zu überwinden ist, eine geringe Höhe hat. Daher erreicht der Querschnitt hier maximal etwa 0,2 barn. Übrigens ist auch dieser Wert klein im Vergleich zum totalen Querschnitt der Neutronenwechselwirkung, der in diesem Energieintervall 1 bis 2 barn beträgt. Schreibt man etwa die Hälfte des totalen Querschnitts Prozessen zu, die mit der Bildung eines Zwischenkerns zusammenhängen, so hat sogar in diesem Fall der Prozeß der Neutronenemission die größte Wahrscheinlichkeit, d. h. die (elastische und unelastische) Streuung. Es sei angemerkt, daß das niedrigste Niveau des Kerns N^{14} eine Energie von 2,3 MeV hat, und folglich können an diesem Kern nur Neutronen unelastisch gestreut werden, deren Energie größer als $2{,}3 \cdot \frac{15}{14} = 2{,}47\,\mathrm{MeV}$ ist.

Für schwere Kerne sind die Querschnitte der Reaktionen (n, p) und (n, α) wegen des Potentialwalls gewöhnlich klein.

Die Reaktion (n, p) ist, wie bereits erwähnt, in den meisten Fällen endotherm, d. h. durch einen bestimmten Schwellenwert ausgezeichnet. Das Kernprodukt ist ein Isobar des Targetkerns, und es erleidet gewöhnlich einen β-Zerfall, wobei es sich wieder in den Targetkern zurückverwandelt. Diesen Zerfall kann man zur Messung des Querschnitts der Reaktion (n, p) ausnutzen. Bei den Reaktionen (n, α) und (n, 2n) ist das Kernprodukt ebenfalls häufig radioaktiv. Durch Beobachtung dieser Radioaktivitäten wurden die Querschnitte der Reaktionen (n, p), (n, α) und (n, 2n) bei einigen Energiewerten für eine große Anzahl von Kernen gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der Tab. 13 angegeben. Die Querschnitte des Strahlungseinfangs von Neutronen werden an Hand der Aktivierung der bestrahlten Probe gemessen und deshalb häufig als Aktivierungsquerschnitte bezeichnet. Die Ergebnisse einzelner, dieser Frage gewidmeten Untersuchungen wurden systematisch in einer Arbeit von Hughes, Spatz und Goldstein [56, 31] zusammengestellt. Viele Ergebnisse beziehen sich nur auf einzelne Werte der Neutronenenergie, die den Experimentatoren zur Verfügung stand. So ermittelte z. B. Mestscherjakow [57] den Aktivierungsquerschnitt einiger Elemente für Neutronen mit einer Energie von 2,7 MeV, die in der Reaktion $D(d, n)He^3$ entstanden. Dementi und Timoschuk [58] maßen den Aktivierungsquerschnitt für Photoneutronen einer Rn + Be-Quelle, deren Energie etwa 200 keV betrug.

Eine Messung des Querschnitts im breiten Energieintervall von 3 keV bis zu 1 MeV wurde von Segrè und Mitarbeitern [59] durchgeführt. In dieser Arbeit wurde als Quelle von Neutronen mit veränderlicher Energie die Reaktion $Li^7\,(p, n)\,Be^7$ benutzt, wobei die Protonen mittels eines elektrostatischen Generators beschleunigt wurden. Die Abhängigkeit des Aktivierungsquerschnitts von der Neutronenenergie wurde in dieser Arbeit für In^{115}, J^{127}, Au^{197}, $Ag^{105,107}$ untersucht. Die Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefaßt werden. Der Querschnitt aller vier Elemente folgt mit einer Genauigkeit von 20% dem $\frac{1}{v}$-Gesetz und kann durch folgende Formel dargestellt werden:

$$\sigma(n, \gamma) = C E^{-\frac{1}{2}}.$$

Tabelle 13. Isotopenaktivierungsquerschnitte für Spaltungsneutronen (effektive Energie etwa 1 MeV)

s sind auch die Aktivierungsquerschnitte für thermische Neutronen σ_t und die A
stände D_0 zwischen den Niveaus bei den Anregungsenergien E^* angegeben

Targetkern	Neutronenzahl	Spin	Halbwertszeit	σ_t [barn]	σ (1 MeV) [millibarn]	E^* [MeV]	D_0 [eV]
$_{11}Na^{23}$	12	$^3/_2$	15 h	0,49	0,26	7,39	$4{,}8 \times 10^4$
$_{12}Mg^{26}$	14	0	9,6 min	0,049	0,6	6,61	$1{,}7 \times 10^4$
$_{13}Al^{27}$	14	$^5/_2$	2,3 min	0,215	0,37	8,3	$2{,}5 \times 10^4$
$_{14}Si^{30}$	16	0	2,7 h	0,12	1,1	7,6	$8{,}0 \times 10^3$
$_{17}Cl^{37}$	20	$^3/_2$	38 min	0,56	0,74	7,8	$6{,}6 \times 10^3$
$_{18}Ar^{40}$	22	0	1,8 h	1,2	0,93	7,22	$4{,}4 \times 10^3$
$_{19}K^{41}$	22	$^3/_2$	12,4 h	1,0	2,9	8,27	$1{,}3 \times 10^3$
$_{20}Ca^{48}$	28	0	8,5 min	1,1	1,9	5,35	$1{,}5 \times 10^3$
$_{22}Ti^{50}$	28	0	6 min	0,14	1,9	7,01	$1{,}3 \times 10^3$
$_{23}V^{51}$	28	$^7/_2$	3,9 min	4,5	1,8	7,81	$1{,}3 \times 10^3$
$_{25}Mn^{55}$	30	$^5/_2$	2,6 h	12,6	3,82	7,73	$5{,}4 \times 10^2$
$_{27}Co^{59}$	32	$^7/_2$	11 min 5 a	14 20	4,6 6,4 } 11,0	8,22	$1{,}6 \times 10^2$
$_{28}Ni^{64}$	36	0	2,6 h	2,6	5,1	7,34	$2{,}9 \times 10^2$
$_{29}Cu^{63}$	34	$^3/_2$	12,9 h	4,0	11,4	8,74	$1{,}3 \times 10^2$
$_{29}Cu^{65}$	36	$^3/_2$	4,3 min	2,0	6,0	8,00	$2{,}4 \times 10^2$
$_{30}Zn^{68}$	38	0	52 min 14 h	1,0 0,1	8,0 15,2 } 23,2	7,90	56
$_{31}Ga^{69}$	38	$^3/_2$	20 min	1,4	20,9	8,51	63
$_{32}Ge^{74}$	42	0	82 min	0,45	12	7,93	92
$_{33}As^{75}$	42	$^3/_2$	27 h	4,1	22,5	8,51	47
$_{35}Br^{79}$	44	$^3/_2$	18 min 4,4 h	8,5 2,9	29 13,5 } 42,5	9,03	23
$_{35}Br^{81}$	46	$^3/_2$	36 h	2,5	17	8,62	85
$_{36}Kr^{84}$	48	0	4 h 10 a	0,1 0,06	1,9 <8 } <10	9,01	>50
$_{36}Kr^{86}$	50	0	78 min	0,06	2,4	6,17	$3{,}1 \times 10^2$
$_{37}Pb^{85}$	48	$^5/_2$	19,5 d	0,72	23,1	9,50	35
$_{37}Pb^{87}$	50	$^3/_2$	17,5 min	0,12	1,8	6,67	$4{,}1 \times 10^2$
$_{38}Sr^{88}$	50	0	53 d	0,005	2,1	7,12	$3{,}8 \times 10^2$
$_{39}Y^{89}$	50	$^1/_2$	61 h	1,38	7,0	7,63	$1{,}1 \times 10^2$
$_{41}Nb^{93}$	52	$^9/_2$	6,6 min	1,1	41	7,94	16
$_{42}Mo^{98}$	56	0	67 h	0,13	10,4	7,32	58
$_{42}Mo^{100}$	58	0	15 min	0,18	12,3	6,87	47

Tabelle 13. Fortsetzung

Targetkern	Neu-tronen-zahl	Spin	Halbwertszeit	σ_t [barn]	σ (1 MeV) [millibarn]	E^* [MeV]	D_0 [eV]
$_{44}Ru^{102}$	58	0	42 d	1,2	30	7,67	18
$_{44}Ru^{104}$	60	0	4 h	0,7	31	7,21	17
$_{45}Rh^{103}$	58	$^1/_2$	44 sec 4,2 min	137 12	94 15,4 } 109	8,12	5
$_{46}Pd^{108}$	62	0	13 h	7,7	108	7,60	5,3
$_{47}Ag^{107}$	60	$^1/_2$	2,3 min	32	85	8,41	6
$_{47}Ag^{109}$	62	$^1/_2$	25 sec 225 d	84 2,2	174 — } 178	8,03	2,7
$_{49}In^{115}$	66	$^9/_2$	13 sec 54 min	52 145	57 166 } 223	8,09	1,9
$_{50}Sn^{120}$	70	$^1/_2$	27,5 h $>$400 d	0,13 —	14 — } $>$14	7,82	$<$29
$_{50}Sn^{122}$	72	$^5/_2$	40 min 126 d	0,16 —	12 — } $>$12	7,63	$<$32
$_{50}Sn^{124}$	74	$^7/_2$	9,5 min 9,4 d	0,15 0,005	15 5 } 19	7,38	19
$_{51}Sb^{121}$	70	$^5/_2$	2,8 d	6,8	90	8,18	4,2
$_{53}J^{127}$	74	$^5/_2$	21 min	6,7	105	8,33	3,3
$_{54}Xe^{136}$	82	0	3,9 min	0,15	1,0	5,65	$3{,}02 \times 10^2$
$_{56}Ba^{138}$	82	0	86 min	0,5	2,3	6,26	$1{,}35 \times 10^2$
$_{57}La^{139}$	82	$^7/_2$	40 h	8,4	5,0	6,55	63
$_{58}Ce^{140}$	82	0	28 d	0,27	5,4	6,85	52
$_{58}Ce^{142}$	84	0	33 h	0,85	4,2	6,54	65
$_{59}Pr^{141}$	82	$^5/_2$	19 h	11,2	11,0	7,15	26
$_{60}Nd^{146}$	86	0	11 d	1,8	40	6,78	6,7
$_{60}Nd^{148}$	88	0	1,7 h	3,7	80	6,46	3,3
$_{71}Lu^{175}$	104	$^7/_2$	3,7 h 10^{10} a	25 —	158 — } 158	7,19	1,1
$_{71}Lu^{176}$	105	$^7/_2$	6,7 d	4000	330	8,42	0,5
$_{73}Ta^{181}$	108	$^7/_2$	16 min 117 d	0,02 21	— 142 } 142	7,12	1,13
$_{74}W^{186}$	112	0	25 h	40	71	7,01	2,18
$_{75}Re^{185}$	110	$^5/_2$	90 h	101	180	7,40	0,87
$_{75}Re^{187}$	112	$^5/_2$	18 h	75	165	7,23	0,93
$_{78}Pt^{198}$	120	0	31 min	3,9	64	7,16	2,14
$_{79}Au^{197}$	118	$^3/_2$	2,7 d	95	120	7,52	1,15
$_{80}Hg^{204}$	124	0	5,5 min	0,43	102	7,19	1,26
$_{82}Pb^{208}$	126	0	3,3 h	0,0006	2,0	5,06	61
$_{83}Bi^{209}$	126	$^9/_2$	5 d	0,017	3,4	5,27	35

Setzt man hier die Energie in eV ein und den Querschnitt in barn, so hat die Konstante C folgende Werte: für In^{115} ist $C = 125$, für J^{127} ist $C = 90$, für Au^{197} ist $C = 175$ und für $Ag^{105,107}$ ist $C \doteq 140$. Da die Werte der Konstante C für alle vier Elemente nahe beieinander liegen, sind auch deren Querschnitte dem absoluten Wert nach fast gleich groß. Für 1-MeV-Neutronen hat der Querschnitt einen Wert von etwa 0,15 barn.

Vollständigere Angaben wurden für den Querschnitt der Aktivierung durch Neutronen erhalten, die bei der Uranspaltung emittiert werden [56]. Auf Abb. 111 ist die Versuchsanordnung schematisch dargestellt, mit der die Proben bestrahlt wurden. Ein Bündel langsamer Neutronen aus dem Reaktor trifft auf eine Uranplatte, wird praktisch vollkommen in ihr absorbiert und ruft Spaltung des U^{235} hervor, die von der Emission schneller Neutronen (etwa 1 MeV) begleitet ist. Hinter der Uranplatte befindet sich eine Folie des zu untersuchenden Stoffes, die in dickes Cadmiumblech eingewickelt ist. Das Cadmium absorbiert die langsamen Neutronen, läßt aber die schnellen durch. Somit wird die Folie hinter der Uranplatte nur durch schnelle Spaltungsneutronen aktiviert. Der Fluß dieser Neutronen durch die Folie läßt sich aus dem Raumwinkel Folie — Uranplatte berechnen. Die Gesamtzahl der Spaltungsneutronen, die von der Uranplatte emittiert werden, wurde an Hand der bekannten Querschnitte für Spaltung und Strahlungseinfang des Urans bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen ermittelt sowie aus der bekannten mittleren Neutronenzahl pro Spaltungsakt. Der Fluß langsamer Neutronen auf die Uranplatte wurde mittels einer zweiten Folie gemessen, die vor der Uranplatte angeordnet war. Diese Vorderfolie wurde offensichtlich nicht nur durch langsame, sondern auch durch Spaltungsneutronen bestrahlt, und die Aktivität, die durch langsame Neutronen hervorgerufen wurde, konnte als Differenz ermittelt werden.

Abb. 111. Versuchsanordnung zur Messung des Querschnitts des Strahlungseinfangs von Spaltungsneutronen
1 Graphitprisma, *2* Uranplatte, *3* Folie, die von einer dicken Cadmiumschicht umgeben ist, *4* Folie, *5* Abschirmung

Die Aktivität der Folie wurde mittels eines gewöhnlichen β-Zählers gemessen. In diesem Versuch wurden die Schwierigkeiten, die sich bei Absolutmessung der β-Aktivität ergeben, umgangen. Durch Messung der Aktivitäten der vorderen und hinteren gleichartigen Folien unter ein und denselben Bedingungen erhielten die Autoren unmittelbar das Verhältnis der Aktivierungsquerschnitte für Spaltungsneutronen und langsame Neutronen. Die Aktivierungsquerschnitte für langsame Neutronen aber wurden in den meisten Fällen auf verschiedene Art und Weise gemessen, wobei sich eine befriedigende Übereinstimmung ergab.

Die Meßergebnisse sind in einer Tabelle (siehe Tab. 13) zusammengefaßt und in Abb. 112 dargestellt. Wie man aus der Abbildung erkennt, wächst der Logarithmus des Querschnitts des Strahlungseinfangs (der für das ent-

sprechende Isotop berechnete Aktivierungsquerschnitt) ungefähr linear mit dem Atomgewicht von den leichten zu den mittelschweren Kernen hin und erreicht etwa 0,1 barn für Ag, In, Rh. Für mittelschwere und schwere Kerne bleibt der Querschnitt im Mittel konstant und beträgt etwa 0,1 barn. Jedoch für magische und nahe bei ihnen liegende Kerne hat der Querschnitt einen sehr kleinen Wert, der 50 bis 100mal kleiner ist als der Mittelwert.

Abb. 112. Querschnitte des Strahlungseinfangs von Spaltungsneutronen
Abszisse: Neutronenzahl N des Kerns; Ordinate: Querschnitt σ in millibarn

Somit bestätigen die Versuche, daß für schnelle Neutronen die Einfangprozesse mit Emission von geladenen Teilchen oder γ-Strahlen eine geringe Wahrscheinlichkeit besitzen und daß als Hauptwechselwirkungsprozeß die Streuung anzusehen ist. Daher ist der Wirkungsquerschnitt der Streuung etwa gleich dem totalen Querschnitt der Wechselwirkung, so daß die zahlreichen Angaben über die totalen Querschnitte, die mittels der Methode der Bündelschwächung erhalten wurden, in beträchtlichem Maße die Streuung schneller Neutronen charakterisieren.

Diese allgemeine Regel bezieht sich allerdings nicht auf die allerschwersten Kerne, die als Ergebnis des Neutroneneinfangs eine Spaltung erfahren. Der Spaltungsprozeß konkurriert erfolgreich mit der elastischen und unelastischen

Neutronenstreuung, wenn die Anregungsenergie des Kerns größer als die Aktivierungsenergie ist, d. h., wenn die Neutronenenergie höher als der Spaltungsschwellenwert ist. Die Spaltungsquerschnitte wachsen gewöhnlich, beginnend beim Schwellenwert, steil an und erreichen bei Energien, die den Schwellenwert um 0,5—1 MeV übersteigen, eine annähernd konstante Größe von 1—2 barn [60]. Auf den Abb. 113 und 114 ist die Abhängigkeit der Spaltungsquerschnitte von der Neutronenenergie für Th^{232}, Np^{237}, U^{234}, Pa^{231} und U^{238} dargestellt. Alle diese Isotope sind durch gewisse Spaltungsschwellenwerte charakterisiert. Neben den kontinuierlichen Anstieg des Querschnitts mit der Energie zeigen sich bei einigen Isotopen (Th^{232}, Pa^{231}) Maxima und Minima des Querschnitts bei bestimmten Werten der Neutronenenergie. Dies zeugt davon, daß die Spaltungswahrscheinlichkeit auch von dem Zustand abhängt, in dem der Kern beim Neutroneneinfang gebildet wird, und nicht

Abb. 113. Spaltungsquerschnitte von Th^{232}, Np^{237}, U^{234}, Pa^{231} und natürlichem Uran

Abszisse: Neutronenenergie in MeV; Ordinate: Spaltungsquerschnitt in barn

nur von der Anregungsenergie des Kerns. Die absolute Größe des Spaltungsquerschnitts ist von der Größenordnung des geometrischen Kernquerschnitts, d. h., der Spaltungsquerschnitt ist vergleichbar mit dem Querschnitt der unelastischen Streuung oder übertrifft diesen sogar.

Abb. 114. Spaltungsquerschnitt von U^{234} nach LAMPHERE

§ 25. Wechselwirkung sehr schneller Nukleonen

Die Untersuchung der Wechselwirkung von Kernen mit sehr schnellen Nukleonen, deren Energie mehr als 100 MeV beträgt, ist deshalb von Interesse, weil ihre Wellenlänge klein ist und das Ergebnis der Wechselwirkung daher nicht nur vom mittleren Wert des Potentials abhängt, sondern auch von seiner detaillierten Änderung mit dem Abstand. Außerdem ist in diesem Energiegebiet eine direkte Untersuchung der n — n-Wechselwirkung möglich, indem die Streuung von Neutronen an im Kern gebundene Neutronen beobachtet wird, deren Bindungsenergie klein ist im Vergleich zu der bei der Streuung auftretenden Energie.

In erster Linie besteht ein Interesse an der Untersuchung der elementaren Wechselwirkungen (n — p) und (n — n) und auch (p — p), da Grund zur Annahme besteht, daß die Kernkräfte (n — n) und (p — p) gleich sind. Der größte Teil der Untersuchungen mit sehr schnellen Protonen und Neutronen ist der Klärung dieser elementaren Wechselwirkungen gewidmet.

Der Zusammenstoß eines Paares sehr schneller Nukleonen läuft in den meisten Fällen im untersuchten Energieintervall auf eine elastische Streuung hinaus. Der Querschnitt der elastischen Streuung beträgt bis zu Energien von 460 MeV über 85 % des totalen Wechselwirkungsquerschnitts. Unter den unelastischen Zusammenstößen sind diejenigen am wichtigsten, die zur Bildung von π-Mesonen führen. Die Bildung von π-Mesonen beginnt, wenn die Energie

des stoßenden Nukleons 290 MeV beträgt. Bei höheren Energien wächst der Bildungsquerschnitt und erreicht 10—15% des totalen Querschnitts der Wechselwirkung bei einer Energie von etwa 460 MeV. Der weitere Gang des Mesonenbildungsquerschnitts ist bis jetzt noch nicht untersucht. Es ist jedoch bekannt [61], daß der totale Querschnitt der p — p-Wechselwirkung etwa auf das Doppelte wächst, wenn die Energie von 400 auf 1000 MeV steigt. Es ist anzunehmen, daß dies mit einer Vergrößerung des Bildungsquerschnitts von π-Mesonen zusammenhängt, der bei einer Energie von 1000 MeV etwa die Hälfte des totalen Querschnitts erreicht und mit dem Querschnitt der elastischen Streuung vergleichbar wird.

Es sind auch unelastische Zusammenstöße mit Bildung von γ-Quanten möglich, jedoch ist der Querschnitt solcher Stöße sehr klein.

Die Methoden zur Untersuchung der elastischen Streuung sehr schneller Nukleonen weist einige Eigentümlichkeiten auf, die damit zusammenhängen, daß das Durchdringungsvermögen dieser Nukleonen sehr groß ist. So beträgt z. B. die Weglänge eines 460-MeV-Protons in Kupfer etwa 150 g/cm^2, d. h. etwa 18 cm. Streusubstanzen und Detektoren von einigen Zentimetern Dicke können daher nicht nur für Neutronen, sondern auch für Protonen als hinreichend dünn angesehen werden. In Abhängigkeit von der Anfangsenergie der zu untersuchenden Teilchen können sich Einzelheiten der experimentellen Einrichtungen etwas ändern, aber grundsätzlich ändert sich an dieser nichts. Bei der Charakterisierung dieser Methode werden wir uns hauptsächlich auf die Versuche von Mestscherjakow und Mitarbeitern [62] stützen, in denen Protonen mit einer Energie von 460 MeV benutzt wurden.

Abb. 115. Versuchsanordnung von Dshelepow, Kasarinow und Fljagin zur Untersuchung der Streuung von 380-MeV-Neutronen

1 Kammer, *2* Duant, *3* Berylliumtarget, *4* Neutronenbündel, *5* Protonenbündel, *6* Beton, *7* Kollimator *8* BF$_3$-Zählrohr (Monitor), *9* Streuer, *10* Wismutkammer (Monitor), *11* Teleskope

Als Detektoren wurden gewöhnlich Kristall- oder Flüssigkeitsszintillations-Teleskope verwendet, die aus 3 bis 4 Kristallen mit in Koinzidenz geschalteten Photomultipliern bestehen. Die Protonen werden mit solchen Teleskopen unmittelbar registriert; zum Nachweis von Neutronen wurde in die Teleskope eine Substanz hineingebracht (gewöhnlich zwischen dem ersten und zweiten Kristall), aus dem die Neutronen Rückstoßprotonen herausschlugen, die im zweiten und den nachfolgenden Kristallen registriert werden. Zum Nachweis der Neutronen wird mitunter auch eine Wismutspaltungskammer benutzt. Auf Abb. 115 ist zur Veranschaulichung solcher Untersuchungen die Versuchsanordnung von DSHELEPOW, KASARINOW und FLJAGIN [63] gezeigt, mit der die Streuung von 380-MeV-Neutronen untersucht wurde.

Abb. 116. Winkelverteilung der Protonen bei der p — p-Streuung, die von MESTSCHERJAKOW, BOGATSCHEW, PISKAREW und NEGANOW gemessen wurde. Die Energie der Primärprotonen betrug 460 MeV

Zur Untersuchung der p — p-Streuung wird mittels eines Kollimators ein schmaler Protonenstrahl ausgeblendet und in diesen ein wasserstoffhaltiger Streuer, z. B. Paraffin, gebracht. Mit zwei in Koinzidenz geschalteten Detektoren werden gleichzeitig sowohl die gestreuten wie auch die Rückstoßprotonen registriert. Der Winkel zwischen zwei Protonen ist etwas kleiner als 90°, da die relativistische Masse des auftretenden Protons größer ist als die des ruhenden Protons und der Winkel zwischen den auseinanderfliegenden Teilchen nur dann gleich 90° ist, wenn die beiden Massen gleich groß sind.

Auf Abb. 116 ist die Teilchenverteilung über dem Winkel des Auseinanderfliegens dargestellt, wie sie in der Arbeit von MESTSCHERJAKOW, BOGATSCHEW und NEGANOW [64] erhalten wurde. Die Energie der Primärprotonen betrug 460 MeV. Als Streusubstanz diente Paraffin. Das eine der Teleskope war unter einem Winkel von 42° relativ zum Bündel der Primärteilchen aufgestellt, während das zweite Teleskop unter verschiedenen Winkeln angeordnet werden konnte. Auf der Abszissenachse ist die Flugwinkelsumme der Protonen aufgetragen und auf der Ordinatenachse die Zahl der registrierten Koinzidenzen. Die Lage des Maximums entspricht einer Winkelsumme von 84°, was völlig mit dem berechneten Wert für die elastische p — p-Streuung bei dieser Energie übereinstimmt. Die Breite der Kurve entspricht dem Winkelauflösungsvermögen der Apparatur, das durch die geometrischen Bedingungen bestimmt ist.

Die Streuung unter kleinen Winkeln wird nicht mit gekoppelten Teleskopen untersucht, sondern nur mit einem, da das zweite Proton, das unter einem

großen Winkel wegfliegt, eine sehr kleine Energie hat und daher sehr schwer nachzuweisen ist. In den sich überschneidenden Winkelintervallen ergibt die Messung nach beiden Methoden übereinstimmende Ergebnisse. Bei der Messung mit nur einem Teleskop werden natürlich auch Protonen registriert, die nicht nur am Wasserstoff, sondern auch am Kohlenstoff des Paraffins gestreut werden. Der Einfluß des Kohlenstoffs wird jedoch durch Messungen mit reinem Kohlenstoff als Streusubstanz eliminiert.

In Abb. 117 sind Ergebnisse der Untersuchung des differentiellen Querschnitts der p — p-Streuung dargestellt, die in verschiedenen Laboratorien erhalten wurden. Für $E_p = 75$ und 105 MeV wurden die Messungen von Birge, Kruse und Ramsey [65] durchgeführt, für $E_p = 240$ MeV von Oxley und Schamberger [66] und auch von Towler [67], für $E_p = 345$ MeV von Chamberlain, Segrè und Wiegand [68] und für $E_p = 460$ und 660 MeV von Mestscherjakow, Bogatschew, Neganow und Piskarew [69]. Auf der Abszissenachse sind die Streuwinkel in Schwerpunktskoordinaten aufgetragen und auf der Ordinatenachse der differentielle Streuquerschnitt. Aus Symmetriegründen ist klar, daß $\sigma(90° + \varphi) = \sigma\,(90° - \varphi)$ ist, d. h., die Verteilung ist symmetrisch zu 90°; daher sind auf der Zeichnung keine Winkel eingetragen, die größer als 90° sind.

Abb. 117. Differentielle Querschnitte der p — p-Streuung für Protonen verschiedener Energie. (Die Kurven wurden nur der Anschaulichkeit halber ausgezogen.)

Die erstaunlichste Eigentümlichkeit der dargestellten Meßergebnisse ist die schwache Abhängigkeit des Querschnitts vom Streuwinkel (innerhalb der Fehlergrenzen) für alle Energiewerte bis zu 460 MeV. Die Veränderung im Bereich kleiner Winkel ($\lesssim 30°$) ist durch den Einfluß der Ladungen bedingt und erweist sich als Ergebnis der Interferenzen der RUTHERFORDschen und der Kernstreuung. Die Kernstreuung mit unwesentlichem Einfluß der RUTHERFORDschen Streuung reicht von 90° desto weiter in den Bereich kleiner Winkel, je größer die Protonenenergie ist. In diesem Bereich wird ein fast konstanter Querschnitt für alle Winkel beobachtet, d. h. eine annähernd kugelsymmetrische Streuung.

Die Unabhängigkeit des differentiellen Querschnitts vom Streuwinkel ist für zwei Grenzfälle kennzeichnend:

a) s-Streuung bei der Bedingung $\lambda \gg R$ (R — Radius des Streuzentrums);

b) klassische Streuung elastischer Kugeln.

Vom Standpunkt der Quantenmechanik aus bedeutet dies, daß eine unendlich große Anzahl von Zuständen (mit beliebig großen Werten des Momentes l) und ein scharfer Potentialsprung bei einem bestimmten Wert des Radius vorhanden sind.

Im Fall der p — p-Streuung ist weder die eine noch die andere Bedingung im gesamten betrachteten Energieintervall erfüllt. Die reine s-Streuung, die durch isotrope Verteilung ausgezeichnet ist, kann einen differentiellen Querschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega} = \lambda^2$ ($\sigma = 4\pi\lambda^2$) haben. Bei einer Energie von 460 MeV ist $\lambda^2 = 1{,}8$ millibarn, während ein experimenteller Wert von 3,5 millibarn gemessen wurde. Folglich kann der gemessene Querschnitt nicht der s-Streuung zugeschrieben werden, und in ihm muß ein Beitrag von Zuständen mit $l > 0$ vorhanden sein. Von den Zuständen mit $l > 0$ entspricht nur einer der isotropen Streuung, nämlich der Triplett-p-Zustand, in dem die Spinsumme der Teilchen entgegengesetzt dem Bahnmoment orientiert und das Gesamtmoment des Systems $J = 0$ ist. Für diesen Zustand kann der differentielle Querschnitt ebenfalls nicht größer als $\lambda^2 = 1{,}8$ millibarn sein. Den experimentell bestimmten Wert $\frac{d\sigma}{d\omega} = 3{,}5$ millibarn kann man erklären, wenn man in diesen beiden Zuständen ($^1S_0$ und $^3P_0$) eine solche Wechselwirkung annimmt, daß die Phase in beiden Zuständen für eine Energie von etwa 400 MeV sich um etwa 90° ändert. Andere Zustände müssen eine anisotrope Streuung zeigen. Da eine solche praktisch nicht beobachtet wurde oder wenigstens innerhalb der Fehlergrenzen des Experiments liegt, sind die Phasenänderungen in anderen Zuständen sehr klein, und klein ist folglich auch die Wechselwirkung in diesen Zuständen. Daher führt die Betrachtung des differentiellen Querschnitts der p — p-Streuung und seiner Isotropie zu der Schlußfolgerung, daß die Kern-p — p-Wechselwirkung stark ist im Singulett-s-Zustand und im Triplett-p-Zustand mit Spins, die antiparallel zum Bahnmoment orientiert sind. In anderen p-Zuständen (mit den Gesamtmomenten $J = 1$ und $J = 2$) und auch in Zuständen mit höheren Werten des Bahnmomentes ist dagegen die Wechselwirkung sehr schwach.

Daraus folgt, daß die Spin-Bahn-Wechselwirkung im System (p — p) sehr stark ist, wobei die größten Kräfte dann auftreten, wenn die Spins entgegengesetzt dem Bahnmoment orientiert sind.

Die theoretische Deutung der Streuung läuft auf die Auswahl solcher Potentiale hinaus, die die richtige Größe der differentiellen Querschnitte liefern. Der Analyse der p — p-Streuung ist eine große Anzahl theoretischer Arbeiten gewidmet, in denen verschiedene Formen des Potentials untersucht wurden. Die von JASTROW [70] getroffene Wahl des Potentials scheint die beste zu sein. Er nimmt an, daß neben einem Anziehungspotential, das sowohl im Singulett- wie auch im Triplettzustand wirkt, in beiden Fällen allerdings verschieden, ein sehr starkes Abstoßungspotential im Abstand von $0{,}6 \cdot 10^{13}$ cm in beiden Zuständen wirksam ist (unendlich hohe Potentialsäule). Der differentielle Querschnitt der p — p-Streuung, den JASTROW an Hand dieser Voraussetzungen berechnete, stimmt befriedigend mit dem experimentellen Querschnitt überein.

Abb. 118. Abhängigkeit der differentiellen Querschnitte der p — p-Streuung für die Winkel 90° und 30° (im Schwerpunktssystem) von der Protonenenergie nach MESTSCHERJAKOW, NEGANOW, SOROKO und WSOROW und nach anderen Angaben

Jedoch ergeben auch andere Formen des Potentials ähnliche Resultate, und man darf daher die JASTROWschen Potentiale nicht als unbedingt der Wirklichkeit entsprechend ansehen. Fest steht nur (und dies gilt für alle theoretischen Überlegungen), daß der absolute Wert des Potentials sehr groß ist, und zwar auf jeden Fall von der Größenordnung 400 MeV und mehr. Bei schwächeren Potentialen hätte die Streuung unter kleineren Winkeln eine wesentlich größere Wahrscheinlichkeit als die unter größeren Winkeln.

Im Frühjahr 1954 maßen BOGATSCHEW und WSOROW [71] den differentiellen Querschnitt der p — p-Streuung bei einer Energie von 660 MeV. Ihre Ergebnisse sind ebenfalls in die Abb. 117 eingezeichnet. Im Unterschied zu allen vorherigen Ergebnissen zeigt sich hier eine ziemlich starke Anisotropie. Der Querschnitt für den Winkel 90° hat auf 2,1 Millibarn/steradian abgenommen, während er umgekehrt bei kleineren Winkeln im Vergleich zum Querschnitt bei 400 MeV zugenommen hat. MESTSCHERJAKOW, NEGANOW, SOROKO und WSOROW [72] untersuchten insbesondere die Abhängigkeit des differentiellen Querschnitts der p — p-Streuung von der Protonenenergie für die Winkel 90° und 30°. Die von ihnen erhaltenen Ergebnisse sind zusammen mit früher in

anderen Arbeiten erhaltenen Resultaten für Energien unter 400 MeV in Abb. 118 dargestellt. Wie man aus Abb. 118 ersieht, bleibt σ (90°) im Energieintervall von 150 bis 500 MeV annähernd konstant (etwa 3,5 Millibarn/steradian) und nimmt dann stark ab bis zu einem Wert von 2,1 Millibarn/steradian bei $E_p = 660$ MeV. Die Autoren vermuten, daß diese Abnahme des Querschnitts der elastischen p — p-Streuung mit einer Zunahme des Bildungsquerschnitts für π-Mesonen zusammenhängt, und weisen auf einen möglichen Zusammenhang dieser Erscheinung mit dem Auftreten eines Maximums im Streuquerschnitt von π-Mesonen an Protonen und im Bildungsquerschnitt neutraler π-Mesonen durch γ-Quanten hin.

Abb. 119. Abhängigkeit der Zahl der Koinzidenzen vom Winkel zwischen den auseinanderfliegenden Teilchen bei der p — d-Streuung, die von MESTSCHERJAKOW, PISKAREW, BOGATSCHEW und NEGANOW gemessen wurde. Die Protonenenergie betrug 460 MeV

Auf Grund der Hypothese, daß die Kernkräfte von der Nukleonenladung unabhängig sind (Ladungsinvarianz), die im Gebiet kleiner Energien gerechtfertigt ist, kann man erwarten, daß die (n — n)-Wechselwirkung durch die gleichen Eigenschaften gekennzeichnet sein wird wie die (p — p)-Wechselwirkung. Die unmittelbare Untersuchung der (n — n)-Streuung stößt auf gewisse Schwierigkeiten, da die Intensität der zur Verfügung stehenden Bündel freier Neutronen hierzu bei weitem unzureichend ist und außerdem die Streuung von Neutronen an Kernneutronen sogar bei hohen Energien keine exakten Resultate liefert. Dies hängt damit zusammen, daß die Kernneutronen keine unbeweglichen Targets darstellen, sondern sich im Kern mit ziemlich großer Geschwindigkeit bewegen. Sogar im Deuteron ist die innere Geschwindigkeit des Neutrons groß. Dies folgt daraus, daß die mittlere Tiefe des Potentials im Deuteron etwa 21 MeV beträgt, die Bindungsenergie dagegen 2,23 MeV. Die Differenz von etwa 19 MeV kommt auf das Konto der kinetischen Energie der inneren Deuteronbewegung. Erhält das Neutron des Deuterons bei einem Zusammenstoß die Energie E, so ergibt sich das Verhältnis seiner Geschwindigkeit zur mittleren Geschwindigkeit der inneren Bewegung zu $\sqrt{\frac{E}{19}}$ (E in MeV). Sogar bei $E = 400$ MeV beträgt dieses Geschwindigkeitsverhältnis nur etwa 4,5 und bei kleineren Energien E noch weniger. Infolgedessen wirkt sich die innere

Bewegung des Neutrons sowohl auf die Winkelverteilung als auch auf das Spektrum der gestreuten Neutronen (und der Rückstoßneutronen) stark aus. Die zweite Schwierigkeit hängt mit der Interferenz der Neutronenwellen zusammen, die am Neutron und am Proton des Deuterons gestreut werden. Obwohl die Abmessungen des Deuterons im Mittel groß gegen die Wellenlänge schneller Neutronen sind, ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Neutron und Proton im Deuteron sich nahe zueinander befinden, nicht klein, und in diesem Fall macht sich die Interferenz stark bemerkbar. So zeugen z. B. die Versuche von Mestscherjakow, Piskarew, Bogatschew und Neganow [69] davon, daß im Deuteron eine starke (n — p)-Wechselwirkung vorhanden ist. Bei diesen Versuchen wurde eine ziemlich starke elastische p — d-Streuung beobachtet, d. h. eine Streuung am Deuteron als Ganzem, das auch nach der Streuung als Ganzes erhalten bleibt. Obwohl dem Deuteron bei der Streuung eine Energie in der Größenordnung 100 MeV und mehr erteilt wird, spaltet es nicht auf. In Abb. 119 ist die Abhängigkeit der Zahl der Koinzidenzen in zwei Teleskopen vom Flugwinkel der Teilchen für eine Anordnung dargestellt, die derjenigen analog war, die bei der Untersuchung der p — p-Streuung verwendet wurde; dabei wurde jedoch hier als Streuer schweres Wasser benutzt. Die breite Spitze mit einem Maximum bei 84° entspricht der quasielastischen Streuung von Protonen am Proton des Deuterons. Bei dieser Streuung spaltet sich das Deuteron auf. Die Breite der Spitze ist infolge der inneren Bewegung des Protons im Deuteron wesentlich größer als im Fall der p — p-Streuung an freien Protonen. Außerdem zeigt sich bei einem Winkel von etwa 97° aber noch ein zweites Maximum in der Zahl der Koinzidenzen, die der elastischen p — d-Streuung entspricht. Wahrscheinlich kann auch eine elastische n — d-Streuung beobachtet werden, und in den Fällen, wo das Deuteron aufgespalten wird, ist auch eine Einwirkung beider Deuteronteilchen auf das gestreute Neutron möglich, d. h. eine Interferenz, durch die die n — n-Streuung gestört wird.

Auf jeden Fall ist der Einfluß sowohl der Interferenzen als auch der inneren Bewegung bei der Untersuchung der n — n-Streuung an Hand der n — d-Streuung um so kleiner, je größer die Energie der gestreuten Neutronen ist. In diesem Zusammenhang ist die Arbeit von Dshelepow, Golowin und Satarow [73] von Interesse, in der die n — n-Streuung bei Neutronenenergien von 300 MeV untersucht wurde. Als Streuer wurde schweres Wasser benutzt. Zur Elimination des Streueffektes an den Protonen (der Deuteronen) und am Sauerstoff wurden Messungen mit einem Streuer aus gewöhnlichem Wasser durchgeführt. Der Querschnitt der n — n-Streuung wurde als Differenz der Intensitäten an schwerem und gewöhnlichem Wasser erhalten. Die gestreuten Neutronen wurden mittels einer ringförmigen Wismutspaltungskammer registriert. Die Versuchsmethode wurde für einen dicken Streuer entwickelt und berechnet, um die Möglichkeit zu haben, die Versuche mit einem schwachen Neutronenfluß durchzuführen. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in der Tab. 14 angegeben.

In der zweiten Spalte der Tabelle sind die Werte $\sigma'_{nn}(\theta)$ angegeben, die durch Normierung der Ergebnisse auf die Differenz der totalen Querschnitte der

n — d- und n — p-Streuung erhalten wurden, wobei man diese Differenz zu 20,0 ± 1,7 Millibarn ansetzte. In der dritten Spalte sind die Werte $\sigma''_{nn}(\theta)$ angegeben, die an Hand des Querschnitts der n — p-Streuung für den Winkel 90° normiert wurden. Diese Art der Normierung ist auf den unmittelbaren Vergleich der Intensitäten der n — n- und n — p-Streuung unter gleichen Bedingungen begründet. In der vierten Spalte sind die mittleren Werte $\sigma_{nn}(\theta)$ angegeben. In der fünften Spalte sind die Querschnitte der Interferenzstreuung aufgeführt, die auf Grund HULTHÉNscher Wellenfunktionen für das Deuteron berechnet wurden. Wie diese Spalte zeigt, geben die Interferenzen keinen

Tabelle 14. Differentieller Querschnitt der n — n-Streuung bei einer Energie von 300 MeV nach DSHELEPOW, GOLOWIN und SATAROW

Streuwinkel im Schwerpunkts-system in Grad	$\sigma'_{nn}(\theta)$ normiert auf die Differenz $\sigma_{nd} - \sigma_{np}$, in Millibarn/sterad	$\sigma''_{nn}(\theta)$ normiert durch Vergleich von $\sigma_{nn}(90^\circ)$ und $\sigma_{np}(90^\circ)$, in Millibarn/sterad	$\sigma_{nn}(\theta)$ gemittelt, in Millibarn/sterad	$\sigma_{\text{interf}}(\theta)$ berechnet, in Millibarn/sterad
12	7,0 ± 1,4	9,2 ± 3,0	7,4 ± 1,3	—
16	5,3 ± 1,1	7,0 ± 2,3	5,7 ± 1,0	—
20	4,3 ± 0,7	5,7 ± 1,8	4,5 ± 0,7	—
30	2,8 ± 0,7	3,7 ± 1,3	3,0 ± 0,6	—
40	2,8 ± 0,7	3,7 ± 1,3	3,0 ± 0,6	0,60
50	3,1 ± 0,7	4,1 ± 1,4	3,3 ± 0,6	0,36
60	3,4 ± 0,7	4,5 ± 1,5	3,6 ± 0,6	0,20
70	3,3 ± 0,7	4,4 ± 1,4	3,5 ± 0,6	0,10
80	3,3 ± 0,7	4,4 ± 1,2	3,6 ± 0,6	0,09
90	3,2 ± 0,9	4,3 ± 1,6	3,5 ± 0,8	0,04

großen Beitrag zur Größe des Querschnitts, und man kann daher die ermittelten Querschnitte $\sigma_{nn}(\theta)$ mit guter Näherung der reinen n — n-Streuung zuschreiben. Ein Vergleich dieser Daten mit den Querschnitten der p — p-Streuung zeigt, daß die Querschnitte der n — n- und der p — p-Streuung innerhalb der Fehlergrenzen des Experiments zusammenfallen. Dies entspricht vollkommen der Annahme, daß die Kernkräfte ladungsunabhängig sind.

Die n — p-Streuung wurde ebenfalls für einige Energien bis zu 380 MeV herauf untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 120 gezeigt. Diese Ergebnisse wurden für Neutronenenergien von 40, 90 und 260 MeV von KELLY und Mitarbeitern [74] und für eine Neutronenenergie von 380 MeV von DSHELEPOW und Mitarbeitern [75] erhalten. Außerdem erhielten MESTSCHERJAKOW und Mitarbeiter n — p-Streuquerschnitte, indem sie die Streuung von 460-MeV-Protonen an Neutronen untersuchten, die in Deuteronen gebunden waren. Diese Versuchsergebnisse stimmen innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen mit denen von DSHELEPOW überein, woraus folgt, daß sich der Querschnitt der n — p-Streuung bei einer Vergrößerung der Energie von 380 auf 460 MeV wenn überhaupt, so doch nur geringfügig ändert.

Wie aus der Abb. 120 ersichtlich, ist die n — p-Streuung im Gegensatz zur p — p-Streuung ziemlich stark anisotrop. Bekanntlich ist die n — p-Streuung bei Energien von etwa 10 MeV isotrop. Bei einer Erhöhung der Energie steigt das Verhältnis der Intensität der 180°-Streuung zur Intensität der 90°-Streuung (in Schwerpunktskoordinaten) an. Der große Wert des differentiellen Quer-

Abb. 120. Differentielle Querschnitte der n — p-Streuung für Neutronen verschiedener Energien

schnitts bei großen Winkeln (von etwa 180°) weist auf die Existenz einer n — p-Austauschwechselwirkung hin. Wird ein Neutron unter einem Winkel von etwa 180° gestreut, so fliegt das Proton in der ursprünglichen Neutronenrichtung mit fast der gesamten Anfangsenergie des Neutrons weg. Es liegt nahe, eine solche Streuung als das Ergebnis eines Ladungsaustausches zwischen Proton und Neutron zu behandeln. Würde kein Ladungsaustausch stattfinden, so würde das Neutron nach vorn weiterfliegen, und man hätte so eine Streuung des Neutrons unter einem kleinen Winkel, während die Streuintensität unter

großen Winkeln klein wäre, was auch bei der gewöhnlichen Wechselwirkung ohne Ladungsaustausch zu erwarten ist. Ohne das Vorhandensein einer Austauschwechselwirkung anzunehmen, ist es schwierig, eine größere Streuintensität nach hinten, als unter 90° zu deuten.

Der Gang des differentiellen Querschnitts ist bei kleinen Streuwinkeln infolge der Schwierigkeiten, die beim Messen auftreten, ungenügend geklärt. Das unter großem Winkel wegfliegende Rückstoßproton hat eine kleine Energie, und zur Beobachtung dieser Streuung sind dünne Streuer erforderlich, deren geringe Streuintensität jedoch keine zuverlässigen Untersuchungen zuläßt. In erster Näherung weisen die experimentellen Daten auf eine Symmetrie der Streuung bezüglich 90° hin, d. h., auf die angenäherte Gültigkeit der Gleichung $\sigma(90° + \varphi) = \sigma(90° - \varphi)$, obwohl keine schwerwiegenden Gründe dafür vorhanden sind, eine solche Beziehung von vornherein zu erwarten. Das Verhältnis der Querschnitte bei großen und kleinen Winkeln hängt vom Verhältnis der Austauschkräfte zu den gewöhnlichen Kräften ab. Die Symmetrie bezüglich 90° weist auf die Gleichheit von Austausch- und gewöhnlichen Kräften hin. Es wäre aber auch nicht verwunderlich, wenn sich zwischen ihnen Unterschiede zeigten.

Abb. 121. Totale Querschnitte von H, C, Al, Cu, Sn, Pb und U für Neutronen hoher Energien

Die Anisotropie der n — p-Streuung ist unter Berücksichtigung der theoretischen Deutung des Prozesses natürlicher als die Isotropie der p — p-Streuung, da der Beitrag von Zuständen mit $l > 0$ bei der Streuung in der Regel zu einer Vergrößerung der Anisotropie führt. Eine theoretische Analyse der n — p-Streuung wurde von Christian und Hart [76] und in einer größeren Anzahl späterer theoretischer Untersuchungen durchgeführt, deren kurze Zusammenfassung man in der Arbeit [77] findet.

In dieser Arbeit sind auch die Ergebnisse von Versuchen über die Bildung von π-Mesonen beim Zusammenstoß von Nukleonen angeführt. Der Bildungsquerschnitt von π-Mesonen macht bis zu Energien von 460 MeV nur einen kleinen Teil des totalen Querschnitts der Nukleonwechselwirkung aus, wächst jedoch mit zunehmender Energie.

Die Wechselwirkung sehr schneller Neutronen und Protonen mit Kernen wurde durch Messung des totalen Querschnitts der Wechselwirkung und des

Querschnitts der unelastischen Wechselwirkung untersucht. Die Meßergebnisse für den totalen Querschnitt sind in Tab. 11 und in Abb. 121 dargestellt. Wie man aus der Abb. 121 ersieht, nehmen die totalen Querschnitte mit Steigerung der Energie bis auf etwa 160—200 MeV ab und bleiben dann annähernd konstant. Dies stimmt durchaus damit überein, daß auch die Querschnitte der elementaren Nukleon-Nukleon-Stöße konstant bleiben. Bei derart hohen Energien der bombardierenden Nukleonen erweist sich die Bindung der Nukleonen im Kern als unwesentlich; daher verläuft die Wechselwirkung eines sehr schnellen Nukleons mit einem Kern analog zur Wechselwirkung des Nukleons mit Z-freien Protonen und $A-Z$-freien Neutronen. Übrigens ist diese Analogie nicht sehr weitgehend. Dafür gibt es mehrere Gründe. Erstens ruhen die Nukleonen im Kern nicht, sondern bewegen sich mit ziemlich großen Geschwindigkeiten. Dies darf sich zwar nicht auf die Größe des totalen Querschnitts auswirken, da die Querschnitte der Elementarstöße nicht von der relativen Geschwindigkeit der stoßenden Nukleonen abhängen. Jedoch hängen der Energieaustausch und die Flugwinkel der Nukleonen nach dem Stoß von ihren Anfangsgeschwindigkeiten ab; daher unterscheiden sich das Spektrum der am Kern gestreuten Nukleonen merklich vom Spektrum der Nukleonen, die unter den gleichen Winkeln an freien (und ruhenden) Protonen oder Neutronen gestreut wurden. Zweitens kann der Einfluß von Interferenzen bei der Streuung eines Nukleons am Kern wesentlich sein. Da die Wellenlänge eines Nukleons, dessen Energie einige hundert MeV beträgt, mit dem Abstand zwischen benachbarten Nukleonen im Kern vergleichbar ist ($\lambda = 1{,}45 \cdot 10^{-13}$ cm bei $E = 400$ MeV), müssen sich bei der Streuung „strukturelle" Besonderheiten des Kerns auswirken, d. h., die räumliche Verteilung der Nukleonen im Kern muß sich hier genauso bemerkbar machen wie die Struktur kondensierter Materie bei der Streuung langsamer Neutronen. Die dritte Besonderheit der Zusammenstöße innerhalb eines Kerns besteht darin, daß ein im Kern gebundenes Nukleon vom streuenden Nukleon nicht jeden beliebigen Energiebetrag aufnehmen und dabei in einen beliebigen Zustand übergehen kann. Mit anderen Worten ist das Spektrum der Endzustände der Kernnukleonen nicht kontinuierlich, sondern diskret, wobei in diesem diskreten Spektrum viele niedrige Zustände von anderen Nukleonen besetzt sind; daher ist die Möglichkeit eines Zusammenstoßes mit geringer Energieübertragung an ein Kernnukleon durch das PAULI-Prinzip beschränkt.

Auf Abb. 122 (Kurve σ) ist die Abhängigkeit des totalen Querschnitts von der Zahl der Teilchen A im Kern für ein Gebiet dargestellt, wo dieser von der Energie unabhängig ist ($E > 200$ MeV). In dieser Abbildung ist auch die Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\sigma}{A}$ von A eingezeichnet. Wenn jedes Nukleon im Kern unabhängig streute und keine Interferenz und keine gegenseitige Abschirmung der Nukleonen im Kern vorhanden wäre, so bliebe $\frac{\sigma}{A}$ für alle Werte A konstant, d. h., σ wäre A proportional. In Wirklichkeit aber, wie man aus der Abbildung erkennt, ist die lineare Abhängigkeit σ von A bereits für sehr leichte Kerne verletzt. Wäre umgekehrt der Kern ein

gleichmäßig dichtes und undurchsichtiges Gebilde, so wäre σ dem geometrischen Querschnitt des Kerns proportional, d. h. $A^{\frac{2}{3}}$. Die Abhängigkeit $\frac{\sigma}{A^{\frac{2}{3}}}$ von A ist ebenfalls in Abb. 122 gezeigt. Offenbar sind diese Bedingungen weit von der Wirklichkeit entfernt. In Wirklichkeit entspricht dem Kern eine gewisse mittlere Stufe der Durchsichtigkeit, die mit den Abmessungen abnimmt. Die

Abb. 122. Abhängigkeit des totalen Neutronenquerschnitts für $E_n = 400$ MeV von der Massenzahl A

Abhängigkeit $\sigma(A)$ wird befriedigend durch die Formel $\sigma(A) = a A^{\frac{2}{3}} \left(1 - e^{-b A^{\frac{1}{3}}}\right)$ wiedergegeben, wobei a und b angepaßte Konstanten sind. Die Formel entspricht einer Betrachtung, in der der Kern als halbdurchsichtiger Körper angenommen wird, in dem das stoßende Nukleon eine bestimmte Weglänge l besitzt.

Der totale Querschnitt der Wechselwirkung sehr schneller Neutronen mit Kernen setzt sich wie auch im Fall nicht sehr schneller Neutronen aus den Querschnitten der elastischen und unelastischen Streuung zusammen. Es ist klar, daß die Art der Streuung, bei der das streuende Kernnukleon eine Energie erhält, die zum Übergang in einen neuen Zustand des diskreten oder kontinuierlichen Spektrums ausreicht, zur unelastischen Streuung gerechnet wird. Für die elementare n — p- und n — n-Streuung würde diese Art der Streuung als elastische Streuung betrachtet werden, bei der Streuung an Kernen jedoch führt sie zu einer Veränderung des (Energie-) Zustandes des Kerns und stellt somit eine unelastische Streuung dar. In der Mehrzahl der Fälle verläßt das gestreute Neutron (oder Proton) den Kern sogar nach

einer unelastischen Wechselwirkung mit ziemlich hoher Energie; daher kann man die unelastischen Stöße zur Streuung rechnen. Infolge der Austauschwechselwirkung erweist sich jedoch eine Umladung des stoßenden Teilchens als sehr wahrscheinlich, und so verläßt den Kern ein Proton an Stelle eines Neutrons und umgekehrt. Offensichtlich ist die Umladung als unelastische Wechselwirkung zu werten. Bei der unelastischen Wechselwirkung erleidet der Kern verschiedene Umwandlungen, die von der ihm durch das Neutron (oder Proton) zugeführten Energie abhängen. Zum Beispiel wird häufig eine komplizierte Kernzersplitterung (Zertrümmerungssterne) beobachtet, die zur Emission einiger Neutronen und geladener Teilchen führt. Durch Beobachtung solcher Zersplitterungen kann man den Querschnitt unelastischer Stöße eines Nukleons mit Kernen ermitteln. Auf diese Weise wurde z. B. der Querschnitt unelastischer Stöße zwischen Protonen mit einer Energie von 460—480 MeV und Kernen einer Photoemulsion in den Arbeiten von GRIGORJEW [78] bestimmt. Auf der gesamten Weglänge eines Protons in der Emulsion, die 1,6 m beträgt, wurden 36 Zertrümmerungssterne gefunden. Schreibt man 80 % der unelastischen Zusammenstöße den schweren Kernen Ag und Br zu, so ist der Querschnitt der unelastischen Zusammenstöße

$$\sigma \approx 0{,}35\,\sigma_{\text{geom.}},$$

wobei $\sigma_{\text{geom.}}$ der mittlere geometrische Querschnitt von Ag und Br ist, der nach der Formel $\sigma = \pi R^2$ mit $R = 1{,}37 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}$ cm berechnet wurde. Ähnliche Beobachtungen wurden von PERRY [79] und BERNARDINI u. a. [80] für Protonen mit Energien von 240 und 350—400 MeV gemacht.

Eine andere Methode zur Bestimmung der unelastischen Wechselwirkung besteht in der Messung der Schwächung des Neutronenflusses mittels eines Indikators mit hohem Schwellenwert. Diese Methode unterscheidet sich grundsätzlich nicht von der Methode, die zur Messung des Querschnitts der unelastischen Streuung für Neutronen mit Energien von einigen MeV angewendet wird.

Die elastische Streuung sehr schneller Nukleonen an Kernen trägt anscheinend den Charakter einer Beugungsstreuung unter kleinen Winkeln. Für Protonen mit einer Energie von 340 MeV wurde sie von RICHARDSON, BALL, LEITH und MOYER [53] untersucht.

Auf Abb. 123 ist die beobachtete Abhängigkeit des differentiellen Querschnitts vom Streuwinkel dargestellt. Die ausgezogenen Linien geben den Gang der Beugungsstreuung an. Obwohl die experimentellen Werte nicht sehr gut mit den Kurven übereinstimmen, liegen doch die Maxima an den berechneten Stellen, und die Abweichungen können wahrscheinlich auf die ungenügende Winkelauflösung der Apparatur zurückgeführt werden. Der allgemeine Gang des Querschnitts stimmt jedoch mit dem Beugungsbild überein.

Abgesehen von der bisher betrachteten unelastischen Wechselwirkung, ist beim Zusammenstoß sehr schneller Nukleonen mit Kernen auch die Bildung von π-Mesonen möglich. Die Größe des Bildungsquerschnitts von π-Mesonen

an Kernen ist aber bei Energien bis zu 460 MeV im Vergleich zum Querschnitt elastischer und (gewöhnlicher) unelastischer Stöße ebenso klein wie auch im Fall von elementaren Nukleon-Nukleon-Stößen. Der Mesonenbildungsquerschnitt wächst mit der Energie des stoßenden Nukleons und nähert sich, wie es scheint, dem „geometrischen“ Querschnitt des Kerns bei Energien, die groß sind im Vergleich zum Schwellenwert (etwa 140 MeV für den Zusammenstoß mit schweren Kernen und 298 MeV für den Zusammenstoß mit Protonen).

Abb. 123. Differentielle Querschnitte der Streuung von 300-MeV-Protonen an Kupfer und Blei. Die Kurven sind für die Beugungsstreuung berechnet. Längs der Abszissenachse: Streuwinkel θ in Laboratoriumskoordinaten in Grad; längs der Ordinatenachse: differentieller Querschnitt in barn/sterad

§ 26. *Die unelastische Streuung*

Der totale Querschnitt der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Kernen ist näherungsweise gleich dem Streuquerschnitt, da die Querschnitte der durch Neutronen hervorgerufenen Kernumwandlungen klein sind. Der Streuquerschnitt aber teilt sich im bestimmten Verhältnis auf die elastische und unelastische Streuung auf. Es ist daher wünschenswert, diese beiden Prozesse getrennt zu untersuchen. Die unelastische Streuung ist verbunden mit der Übertragung eines Teils der kinetischen Energie des Neutrons auf den Kern

in Form von Anregungsenergie, d. h., die unelastische Streuung ist mit einem größeren Energieverlust des Neutrons verbunden als die elastische Streuung. Gerade deswegen wurde die unelastische Streuung der Neutronen zuerst entdeckt. Eine Gruppe polnischer Physiker [81] stellte fest, daß der Durchgang von Neutronen durch schwere Stoffe, wie Blei, zur Erhöhung der Aktivierung einiger Indikatoren führt.

Lukirskij [82] entdeckte die unelastische Streuung von Neutronen, indem er zeigte, daß die Neutronen beim Durchgang durch Blei in verstärktem Maße abgebremst werden, was beim Vorhandensein allein der elastischen Streuung nicht möglich wäre, da die Energieverluste des Neutrons bei elastischen Stößen verschwindend klein sind. Die quantitative Untersuchung der unelastischen Streuung wurde durch Experimente von Graham und Seaborg [83] eingeleitet. Die von ihnen angewandte Untersuchungsmethode wurde, abgesehen von unwesentlichen Veränderungen, auch bei späteren Versuchen angewendet, und die von ihnen erhaltenen Resultate sind auch noch heute von Interesse.

Das Versuchsschema ist höchst einfach. In einigem Abstand von der Quelle schneller Neutronen (Ra + Be) wurden dünne Schwellenindikatoren — Aluminium und Eisen — angeordnet. Aus Aluminium bildet sich infolge der Reaktion $Al^{27}(n, p)\,Mg^{27}$ mit einem Schwellenwert von ungefähr 4,5 MeV Magnesium, deren Halbwertszeit 10 min beträgt, und aus Eisen bildet sich infolge der Reaktion Fe^{56} (n, p) Mn^{56} mit einem Schwellenwert von ungefähr 7 MeV Mangan mit einer Halbwertszeit von 2,6 Stunden.

Somit wurden mit dem Aluminiumindikator Neutronen registriert, deren Energie über 4,5 MeV liegt, und mit dem Eisendetektor Neutronen über 7 MeV. Man bestimmte die Aktivität der Indikatoren nach Bestrahlung mit Neutronen, die unmittelbar von der Quelle emittiert werden, sowie mit Neutronen, die durch eine Stoffprobe hindurchgegangen sind. Die Probe hatte wie auch die Ra + Be-Neutronenquelle, die Form eines Zylinders. Würde in der Probe nur eine elastische Streuung der Neutronen stattfinden, die nicht zu merklichen Energieverlusten führt, so könnte sich die Aktivität des Indikators nicht dadurch ändern, daß zwischen diesem und der Quelle die Probe angeordnet wird, da der Neutronenfluß durch den Indikator wegen der Zylindersymmetrie der Anordnung unverändert bliebe. In Wirklichkeit jedoch verminderte sich die Aktivität des Indikators, und diese Verminderung konnte der unelastischen Streuung zugeschrieben werden. Ist die Dicke der Probe klein im Vergleich zur freien Weglänge des Neutrons, so kann man den Wirkungsquerschnitt der unelastischen Streuung aus der Abnahme der Aktivität bestimmen, indem man die bekannte Formel

$$A = A_0 e^{-n\sigma x}$$

benutzt, wo A und A_0 die Aktivitäten mit und ohne Probe, n die Zahl der Kerne pro cm^3 der Probe und x die Dicke der Probe sind.

Im Fall einer dicken Probe ist die Berechnung des Querschnitts komplizierter, da die mittlere Weglänge des Neutrons infolge der Streuung größer ist als die Dicke x.

Die Ergebnisse der Messung des Querschnitts der unelastischen Streuung sind für verschiedene Elemente in Abb. 124 dargestellt. Zum Vergleich mit ihnen sind die von DUNNING [37] gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für die gleichen Neutronen und verschiedene Kerne aufgeführt. Beide Querschnitte sind offenbar Mittelwerte für Neutronen des kontinuierlichen Spektrums, das der Ra + Be-Quelle entspricht. Der Querschnitt der unelastischen Streuung charakterisiert solche Stöße, durch die ein Neutron, dessen Energie oberhalb der Schwelle liegt, in ein Energieintervall unterhalb dieser Schwelle absinkt. Da die Querschnitte, die mit den Aluminium- und Eisenindikatoren ermittelt wurden, der Größe nach ziemlich gleich sind, ist der mittlere Energieverlust bei unelastischen Stößen ziemlich groß. Andernfalls wäre der Querschnitt, der mit dem Aluminiumindikator gemessen wurde, dessen Schwelle tiefer liegt, kleiner als der Querschnitt, der mit dem Eisenindikator bestimmt wurde.

Abb. 124. Querschnitt der unelastischen Streuung von Rn + Be-Neutronen nach GRAHAM und SEABORG (untere Kurven) und totaler Querschnitt der Wechselwirkung der gleichen Neutronen mit verschiedenen Kernen nach DUNNING (obere Kurve)

Ein Vergleich des totalen Querschnitts mit dem der unelastischen Streuung für Ra + Be-Neutronen zeigt, daß ungefähr die Hälfte des totalen Querschnittes auf Kosten der unelastischen Streuung geht. Folglich ist die unelastische Streuung einer der wahrscheinlichsten und wichtigsten Wechselwirkungsprozesse schneller Neutronen mit Kernen. Dies stimmt vollkommen mit der Vorstellung überein, daß die elastische Streuung schneller Neutronen die Folge der Beugung an Kernen ist und durch einen Querschnitt charakterisiert werden kann, der in der Nähe von πR^2 liegt, der Einfang dagegen mit größter Wahrscheinlichkeit zur Emission eines Neutrons mit geringer Energie führt, d. h. zu einer unelastischen Streuung, wobei der Querschnitt der unelastischen Streuung ebenfalls bei πR^2 liegt.

Mit Hilfe der oben beschriebenen Methode von SZILARD und anderen [84] wurden auch Messungen des Querschnitts der unelastischen Streuung an drei Elementen (Fe, Pb, Bi) ausgeführt. Die Besonderheit dieser Experimente bestand lediglich darin, daß an Stelle der zylindrischen Quelle und Streuprobe kugelförmige benutzt wurden und daß als Detektor eine Urankammer mit einer Empfindlichkeitsschwelle von ungefähr 1 MeV diente, die sich in größerem Abstand von der Quelle befand. Als Neutronenquelle dienten Ra + Be- und Ra + B-Präparate.

Die Dicke der verwendeten Streuproben war von der Größenordnung der Neutronenreichweite. Daher mußte bei der Berechnung des Querschnitts der

unelastischen Streuung die Vergrößerung der mittleren Weglänge der Neutronen in der Schicht infolge der elastischen Streuung berücksichtigt werden. Die so ermittelten Werte für die Querschnitte der unelastischen Streuung hängen daher von den bei der Berechnung benutzten Werten der Querschnitte der elastischen Streuung ab.

In Tab. 15 sind Werte für die Querschnitte der unelastischen Streuung dargestellt, die unter verschiedenen Voraussetzungen über die Größe der Querschnitte der elastischen Streuung berechnet wurden.

Tabelle 15. Querschnitte der unelastischen Streuung

Neutronenquelle	Streuprobe	Radius der Streuprobe in cm	Dicke in cm	Verhältnis der Intensitäten	Querschnitt der unelastischen Streuung in barn für σ_{el} gleich				
					0	1	2	3	4
Ra + B	Bi	8,29	7,10	0,79	1,18	1,12	1,08	1,05	0,97
		12,02	10,86	0,69	1,21	1,14	1,05	0,97	0,90
Ra + B	Pb	8,21	7,22	0,80	0,94	0,88	0,83	0,77	0,72
		10,72	9,55	0,71	1,12	1,04	1,00	0,88	0,80
Ra + B	Fe	5,70	4,60	0,73	0,88	0,78	0,69	0,60	0,49
		8,33	7,14	0,62	0,82	0,71	0,60	0,47	0,35
Ra + Be	Bi	8,29	7,30	0,73	1,56				1,20
		12,02	11,10	0,64	1,44				1,06
Ra + Be	Pb	8,21	7,47	0,74	1,26				0,95
		10,72	9,79	0,64	1,42				1,00
Ra + Be	Fe	5,70	4,80	0,68	1,05				0,71
		8,33	7,38	0,57	1,00				0,62

Die vollständigste veröffentlichte Untersuchung über unelastische Neutronenstreuung wurde von einigen Wissenschaftlern unter Führung von BARSCHALL im Los-Alamos-Laboratorium [85] durchgeführt. Die Entwicklung von Reaktoren, in denen die Kettenreaktion durch schnelle Neutronen zustande kommt, trug dazu bei, daß die Untersuchung der unelastischen Streuung heute nicht nur von wissenschaftlichem, sondern auch von praktischem Interesse ist. In den genannten Experimenten wurde die elastische und unelastische Streuung monochromatischer Neutronen mit Energien 0,2; 0,6; 1,5 und 3,0 MeV an vielen Stoffen, von Be bis Pb untersucht. Als Neutronenquelle dienten die Reaktionen Li^7 (p, n) Be^7 (für 0,2; 0,6 und 1,5 MeV) und D(d, n) He^3 (für 3,0 MeV). Die Versuchsmethode ist recht kompliziert. Hinsichtlich der unelastischen Streuung läßt sie sich im wesentlichen auf folgende Überlegungen zurückführen. Entsprechend dem in Abb. 125 dargestellten Schema sei der Detektor von dem primären Neutronenbündel abgeschirmt (z. B. durch einen Paraffinstab). Wenn um den Paraffinstab eine ringförmige Streuprobe angeordnet wird, lenkt sie diejenigen Neutronen auf den Detektor, die unter dem Winkel θ gestreut werden. Aus der Zahl der gestreuten Neutronen kann

man den differentiellen Streuquerschnitt für den Winkel θ bestimmen. Dazu muß man neben den geometrischen Parametern der Anordnung (Abstand und Dicke der Streuprobe) auch den Neutronenfluß auf die Streuprobe bestimmen. Dies kann mit Hilfe des gleichen Detektors gemacht werden, indem man ihn an die Stelle der Streuprobe setzt oder ihn auch an seinem Platz läßt, aber den Paraffinstab entfernt (wenn die Intensität des Flusses in allen Richtungen die gleiche ist). Verschiebt man die Streuprobe längs der Achse, so kann man den Streuwinkel θ verändern, den differentiellen Querschnitt für verschiedene Winkel bestimmen und dann den integralen Streuquerschnitt ermitteln.

Abb. 125. Schema der Versuchsanordnung von BARSCHALL zur Neutronenstreuung
Die Streuprobe hat die Form eines Ringes. *1* Quelle, *2* Streuprobe, *3* Detektor, *4* Stab zur Abschirmung des direkten Strahls

Das zweite in der erwähnten Arbeit benutzte Verfahren zur Bestimmung des differentiellen Streuquerschnitts besteht grundsätzlich in folgendem. In der Mitte zwischen der Quelle und dem Detektor wurde eine scheibenförmige Streuprobe angeordnet (Abb. 126). Laut dem sogenannten CHRISTY-Theorem führt die Aufstellung der Scheibe zwischen Quelle und Detektor bei isotroper Streuung zu einer Schwächung der Intensität des Flusses auf den Detektor allein infolge der Streuung unter Winkeln $\theta > \theta_m$, wo θ_m der Streuwinkel vom Rand der Scheibe für Neutronen ist, die auf den Detektor auftreffen. Somit kann man unter diesen geometrischen Verhältnissen den Streuquerschnitt für Winkel $\theta > \theta_m$ messen. An Hand einer Veränderung von θ_m durch Näherung oder Entfernung der Quelle und des Detektors kann man dann den differentiellen Querschnitt aus der Differenz

$$d\sigma(\theta > \theta_{m1}) - d\sigma(\theta > \theta_{m2})$$

bestimmen.

Abb. 126. Schema der Versuchsanordnung von BARSCHALL zur Neutronenstreuung
Die Streuprobe hat die Form einer Scheibe. *1* Quelle, *2* Streuprobe, *3* Detektor

Registriert der Detektor gestreute Neutronen mit beliebiger kinetischer Energie, so wird der Gesamtquerschnitt der elastischen und unelastischen Streuung bestimmt. Wenn der Detektor dann so eingestellt wird, daß er nur Neutronen registriert, deren Energie der Anfangsenergie nahe ist, wobei nur die bei elastischen Stößen auftretenden Energieverluste Berücksichtigung finden, so kann man den Querschnitt der elastischen Streuung allein bestimmen und folglich auch den Querschnitt der unelastischen Streuung ermitteln.

Als Detektoren mit variabler spektraler Empfindlichkeit benutzten die Autoren Proportionalzähler (für 0,2-MeV-Neutronen) und Ionisationskammern

(für Neutronen höherer Energie), die mit Wasserstoff gefüllt waren und Rückstoßprotonen registrierten. Die Empfindlichkeitsschwelle des Detektors konnte leicht durch Änderung des Diskriminatorpegels der Nachweisapparatur verändert werden. Liegt diese Schwelle in der Nähe der Anfangsenergie des Neutrons, so werden vom Detektor nur elastisch gestreute Neutronen registriert. Durch Veränderung des Schwellenwertes kann man den Streuquerschnitt als Funktion der Energie der gestreuten Neutronen finden. Somit vermittelt diese Meßmethode prinzipiell eine vollständige Vorstellung über die unelastische Streuung, da sie sowohl die Winkel als auch die spektrale Verteilung der gestreuten Neutronen zu messen gestattet. Wegen der geringen

Tabelle 16. Wirkungsquerschnitte der unelastischen Streuung von 1,5- und 3,0-MeV-Neutronen in barn

Streuprobe	$E = 1,5$ MeV			$E = 3,0$ MeV		
	$E' < 0,4$ MeV	$E' < 0,950$ MeV	$E' < 1,300$ MeV	$E' < 0,75$ MeV	$E' < 1,5$ MeV	$E' < 2,25$ MeV
Fe	0	0,6		0,3	0,7	1,1
	0	0,7		0,5	1,0	1,4
Ni	0	0,1	0,6			
Co	0	0,2	0,8			
Cu	0,3	0,6	0,9	0,6	1,3	1,5
Ta	1,4	2,0	2,7			
Au				2,1	2,8	3,0
W	0,9	2,1		1,4	2,4	2,8
	0,6	1,6		1,8	2,5	2,8
Pb	0	0,4		0,7	1,2	1,6

Intensität des Neutronenstroms sind die geometrischen Versuchsbedingungen jedoch ziemlich kompliziert und können nur näherungsweise berücksichtigt werden. Außerdem ändert sich die Empfindlichkeit des Detektors nicht scharf genug mit der Neutronenenergie, und sie ist auch nicht genügend gut bekannt. Die Genauigkeit der erhaltenen Ergebnisse ist daher nicht sehr hoch. Insbesondere vermitteln die Experimente nur eine ziemlich grobe Vorstellung über die Veränderung des Neutronenspektrums infolge der unelastischen Streuung.

In Tab. 16 sind die integralen Querschnitte der unelastischen Neutronenstreuung für Anfangsenergien E der Neutronen von 1,5 und 3,0 MeV angeführt. Jedem Wert der Anfangsenergie entsprechen in der Tabelle drei Werte E' der Endenergie. Die in den entsprechenden Spalten angegebenen Zahlen sind gleich dem Wirkungsquerschnitt einer solchen unelastischen Streuung, bei der ein Neutron mit einer Anfangsenergie E unterhalb der Energie E' gestreut wird, wobei E' der Empfindlichkeitsschwelle des Detektors entspricht.

Für Neutronen mit Energien von 0,2 und 0,6 MeV wird praktisch keine unelastische Streuung beobachtet.

Aus den in Tab. 16 angeführten Daten und dem Fehlen einer unelastischen

Streuung für Neutronen mit Energien von 0,2 und 0,6 MeV können einige allgemeine Schlußfolgerungen gezogen werden.

Der Querschnitt der unelastischen Streuung steigt für alle Elemente mit der Neutronenenergie an. Tatsächlich, für Energien von 0,2 und 0,6 MeV wird eine unelastische Streuung praktisch nicht beobachtet, für Energien von 1,5 MeV tritt sie bei leichten Elementen auf, und bei 3 MeV erreicht der Wirkungsquerschnitt für alle untersuchten Elemente einige barn, d. h., er ist in diesem Fall von der Größenordnung des geometrischen Kernquerschnitts. Dies ist auch verständlich, da mit wachsender Energie der gestreuten Neutronen die Zahl der Niveaus steigt, auf welche eine Anregung bei der unelastischen Streuung möglich ist, und daher wächst die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines angeregten Endkerns.

Der Querschnitt der unelastischen Streuung wächst von den leichten zu den schweren Elementen. Dies ist nicht nur eine Folge der Vergrößerung des geometrischen Querschnitts, sondern auch der Vergrößerung der Zahl der möglichen Anregungsniveaus, da die Termdichte bei den schweren Kernen größer ist als bei den leichten.

Der mittlere Energieverlust bei einer unelastischen Streuung wächst ebenfalls von den leichten zu den schweren Elementen. Diese Erscheinung hängt auch mit der Termverteilung zusammen. Abgesehen davon, spielt hier der Umstand eine Rolle, daß die mittlere Anregungsenergie pro Kernteilchen bei schweren Kernen kleiner ist als bei leichten. Mit anderen Worten, die Kerntemperatur ist bei gleicher Anregungsenergie bei schweren Kernen geringer als bei leichten. Die Anregungsenergie hängt jedoch in Wirklichkeit fast gar nicht von den Abmessungen des Kerns ab und sinkt sogar im Mittel etwas von den leichten Kernen zu den schweren, da die mittlere Bindungsenergie des Neutrons abnimmt.

Der relative Energieverlust ist um so größer, je größer die Anfangsenergie ist, da die Temperatur des Kerns und damit auch die mittlere Energie, mit der das Neutron vom Kern emittiert wird, nur sehr langsam mit wachsender Energie der bombardierenden Neutronen ansteigt. So ist z. B. der Wirkungsquerschnitt für Streuung mit einem Energieverlust von $\frac{3}{4}$ der Anfangsenergie kleiner für Neutronen mit einer Energie von 1,5 MeV als für Neutronen mit einer Energie von 3 MeV (vgl. 2. und 5. Spalte der Tab. 16).

Auf dem Hintergrund dieser allgemeinen Gesetzmäßigkeiten zeigen sich Abweichungen, die mit den Besonderheiten der einzelnen Kerne zusammenhängen. Solche Abweichungen treten natürlicherweise häufiger bei leichten Kernen auf, bei denen die Zahl der Niveaus mit Energien unter 1,5—3 MeV noch sehr klein ist. Aber neben den leichten Elementen zeigen sich merkliche Abweichungen auch für ein so schweres Element wie Blei. Der Querschnitt der unelastischen Streuung liegt bei Blei wesentlich unter dem bei Wolfram, Gold und Tantal. Die Besonderheit im Verhalten von Blei hängt offensichtlich damit zusammen, daß das Hauptisotop Pb^{208}_{82} 82 Protonen und 126 Neutronen enthält, d. h. „doppelt magisch" ist, und sowohl eine abgeschlossene Neutronen- als auch Protonenschale besitzt. Infolgedessen liegen die niedrigsten

Energieniveaus des Pb^{208} wesentlich höher als bei den anderen schweren Elementen, und die Möglichkeiten einer unelastischen Streuung sind ziemlich beschränkt.

Für Neutronen mit einer Energie von 14 MeV wurde der Querschnitt der unelastischen Streuung an einigen Elementen im Jahre 1952 von PHILLIPS und anderen [86] gemessen. Als Neutronenquelle wurde die Reaktion T (d, n) He^4 benutzt. Deuteronen wurden auf 220 keV beschleunigt und auf ein dickes Zirkon-Tritium-Target gerichtet. Die Neutronen wurden mit drei Schwellendetektoren registriert: P^{31} (n, p) S^{31} (Schwellenwert 1,4 MeV), Al^{27} (n, p) Mg^{27} (2,6 MeV) und Cu^{63} (n, 2 n) Cu^{62} (11,5 MeV).

Tabelle 17. Querschnitt der unelastischen Streuung von 14-MeV-Neutronen

Element	Atom-gewicht	Dichte [g/cm³]	Querschnitt in barn für verschiedene Detektoren		
			Cu	Al	P
B	10,20	1,08	0,69	0,24	
C	12,01	1,54	0,76	0,28	
N	14,01	0,812	0,79	0,46	
Al	26,97	2,61	1,06	0,62	
Fe	55,85	7,88	1,45	1,21	0,78
Cu	63,57	8,92	1,51	1,32	0,87
Cd	112,41	8,61	1,89	1,66	1,14
Au	197,2	19,1	2,51	2,06	1,47
Pb	207,2	11,3	2,56	2,29	0,91
Bi	209.0	9,74	2,56	2,28	1,03

Die Versuchsordnung war im Prinzip die gleiche wie bei den vorhergehenden Arbeiten. Der Detektor befand sich in einiger Entfernung von der Neutronenquelle, und die Aktivierung des Detektors wurde mit und ohne Streuprobe gemessen. Die Streuprobe jedoch, die die Form einer Kugelschale hatte, umschloß nicht die Quelle, sondern den Detektor. Bekanntlich führt bei einer solchen Anordnung die elastische Streuung der Neutronen in der Kugelschale nicht zur Änderung des Flusses durch den Detektor, wenn er sich im Mittelpunkt der Kugel befindet. Eine solche Anordnung ist in dieser Beziehung derjenigen analog, bei der die Quelle im Mittelpunkt der Kugel angeordnet ist. Folglich kann sich bei Anbringen der Kugel um den Detektor dessen Aktivität nur infolge von unelastischen Wechselwirkungsprozessen ändern, d. h. hauptsächlich infolge unelastischer Streuung. Der Querschnitt der unelastischen Streuung wurde für dünne Streuproben wie auch in den vorhergehenden Experimenten aus der Schwächung des Flusses, der proportional zur Veränderung der Aktivität des Detektors ist, berechnet.

Die Meßergebnisse sind in Tab. 17 aufgeführt. Wie aus der Tabelle ersichtlich, liegen die Querschnitte, die mit Kupfer- und Aluminiumdetektoren

gemessen wurden, recht dicht beieinander, besonders für die schweren Elemente, obwohl sich ihre Schwellenwerte sehr stark unterscheiden. Dies weist darauf hin, daß die Energieverluste bei der unelastischen Streuung ziemlich groß sind, so daß die Mehrzahl der Neutronen infolge der Streuung in ein Energieintervall unterhalb von 2,6 MeV übergeht.

In Abb. 127 ist die Abhängigkeit des Querschnitts von der Massenzahl A für einen Kupferindikator dargestellt. Die Meßpunkte entsprechen gut der ausgezogenen Kurve $\sigma = \pi R^2$ mit $R = \left(2,5 + 1,1\,A^{\frac{1}{3}}\right) 10^{-13}\,\text{cm}$. Dies bedeutet, daß der Querschnitt der unelastischen Streuung für Neutronen mit einer Energie von 14 MeV fast dem geometrischen Kernquerschnitt gleich ist, wie dies auch aus der statistischen Theorie folgt.

Abb. 127. Querschnitte der unelastischen Streuung von 14-MeV-Neutronen nach PHILLIPPS, DAVIS und GRAVES

Ausgezogene Kurve $\sigma = \pi R^2$ mit $R = 2,5 + 1,1\,A^{\frac{1}{3}}$ (R in 10^{-13} cm)

Neben den genannten Arbeiten, in denen der Wirkungsquerschnitt der unelastischen Streuung gemessen wurde, wobei bezüglich der spektralen Verteilung der Neutronen nur grobe Vorstellungen gewonnen wurden, ist noch eine ganze Reihe anderer Arbeiten veröffentlicht worden, die speziell der Untersuchung des Spektrums der unelastisch gestreuten Neutronen gewidmet sind. Die methodische Grundlage dieser Untersuchungen besteht in folgendem. Der (gewöhnlich monochromatische) Neutronenfluß einer Quelle fällt auf die Streuprobe, und es wird das Spektrum der Neutronen untersucht, die von dieser Probe in einer bestimmten Richtung gestreut werden. Als Detektoren für die Untersuchung des Spektrums werden gewöhnliche WILSON-Kammern oder photographische Emulsionen benutzt, in denen Rückstoßprotonen registriert werden, die fast in Richtung der einfallenden Neutronen hinausfliegen.

Typisch für solche Untersuchungen ist die Arbeit von STELSON und GOODMAN [87], in der Spektren der an Blei, Eisen und Aluminium unelastisch ge-

streuten Neutronen bei einer Primärenergie von 15 MeV der auf die Probe auffallenden Neutronen angegeben sind. Als Neutronenquelle diente ein elektrostatischer Generator, der Deuteronen auf 1 MeV beschleunigte. Die Deuteronen bombardierten ein dickes Triteriumtarget, und infolge der Reaktion T (d, n) He^4 wurden Neutronen mit einer mittleren Energie von 15 MeV erzeugt.

Während der Messungen wurde das Target von kugelförmigen Streuproben umgeben, deren Stärke so bemessen war, daß die Vielfachstreuung klein gehalten werden konnte. Die photographischen Emulsionen, in denen die Spuren der Rückstoßprotonen beobachtet wurden, befanden sich in einiger Entfernung von der Streuprobe, und zwar so, daß die Ebene der Emulsion parallel zu der Linie war, welche die Streuprobe mit der Photoplatte verbindet. Das Spektrum der Neutronen wurde aus dem Spektrum der Rückstoßprotonen ermittelt, deren Richtung nicht stark von der Richtung der Neutronen abweicht, die auf die Photoplatten auffallen.

In Abb. 128 sind die Meßergebnisse für Bi, Fe, Pb und Al dargestellt. Auf der Abszissenachse ist die Neutronen-

Abb. 128. Spektren der Rückstoßprotonen, die bei unelastischer Streuung von Neutronen in photographischen Emulsionen beobachtet wurden

Abszissenachse: Neutronenenergie in MeV; Ordinatenachse: Zahl der Neutronen

a) Streuprobe — Wismut; b) *1* Spektrum ohne Streuprobe, *2* Streuprobe — Blei, *3* Streuprobe — Eisen, *4* Streuprobe — Aluminium

energie aufgetragen, auf der Ordinatenachse die Anzahl der gemessenen Rückstoßprotonen. Die einheitliche Gruppe rechts entspricht den monochromatischen Primärneutronen, die durch die Streuprobe ohne Wechselwirkung hindurchgegangen sind oder elastisch gestreut wurden. Die kontinuierliche Verteilung bei geringeren Energien stellt die unelastisch gestreuten Neutronen dar.

Nach der statistischen Theorie von WEISSKOPF ist die spektrale Verteilung der unelastisch gestreuten Neutronen der MAXWELL-Verteilung analog, wobei die mittlere Energie gleich $2T$ ist und T die Temperatur des angeregten Kerns nach Einfang eines Neutrons mit der kinetischen Energie E darstellt. Durch Vergleich der gemessenen Spektren mit der Formel von WEISSKOPF fanden die Autoren folgende Temperaturen: für Pb 0,7—0,8 MeV, für Fe 0,6—0,7 MeV, für Al 1,1—1,7 MeV. Ähnliche Temperaturwerte wurden auch in anderen Arbeiten gefunden, die in [87] zitiert sind. Man muß berücksichtigen, daß bei einer Energie der Primärneutronen von 15 MeV fast für alle Kerne die Reaktion (n, 2 n) stattfinden kann, welche ein anderes Neutronenspektrum liefert (im allgemeinen mit geringerer mittlerer Energie). Daher könnten die von den Autoren angegebenen Temperaturen etwas zu tief ausgefallen sein.

Diese und andere ähnliche Versuche weisen darauf hin, daß die unelastische Streuung von Neutronen, deren Energie einige MeV (bis zu 15 MeV) beträgt, mit einem ziemlich großen Energieverlust pro Einzelstoß verbunden ist. In groben Zügen stimmt die statistische Theorie, die einen solchen starken Energieverlust voraussagt, mit den Meßergebnissen überein. Die vorhandenen experimentellen Daten jedoch sind unzureichend und zu ungenau. Dies ergibt sich hauptsächlich aus dem Fehlen wirksamer und geeigneter Geräte zur Messung des Spektrums schneller Neutronen. Die Anwendung vorhandener Geräte (photographische Emulsionen, WILSON-Kammern, Proportionalteleskope) erfordert intensivere Neutronenquellen als die, welche in physikalischen Laboratorien gegenwärtig zur Verfügung stehen.

In den oben aufgezählten Arbeiten wurde die unelastische Streuung durch Beobachtung der gestreuten Neutronen untersucht. Eine andere Methode besteht in der Beobachtung der γ-Strahlen, die von den bei der unelastischen Streuung angeregten Kernen emittiert werden. Diese Methode wurde zuerst von japanischen Physikern [88] angewendet.

Die Anwendung dieser Methode erfordert eine sorgfältige Abschirmung des Detektors gegen γ-Strahlen, die von der Neutronenquelle und den umgebenden Medien, die Neutronen einfangen oder unelastisch streuen, emittiert werden. Die Schwierigkeit der Deutung der nach dieser Methode erhaltenen Resultate hängt damit zusammen, daß jede zu untersuchende Substanz ihr eigenes, nur für diese Substanz charakteristisches γ-Spektrum besitzt. Die Empfindlichkeit des Detektors ist infolgedessen für Strahlen verschiedener Streuproben verschieden. Außerdem kann bei genügend hoher Anregungsenergie ein Kern des streuenden Mediums bei jedem Streuprozeß eine Kaskade von γ-Quanten emittieren, deren Anzahl und spektrale Zusammensetzung sich mit der Energie des gestreuten Neutrons ändern kann. Daher muß man zur Berechnung des

Querschnitts der unelastischen Streuung außer der Intensität des Neutronenflusses und der Dicke der Streuprobe das Schema der γ-Übergänge im Kern kennen und das entsprechende γ-Spektrum sowie den Wirkungsgrad des Detektors in Abhängigkeit von der Energie dieser Strahlen. Man hat ebenfalls die Absorption und Streuung der γ-Strahlen in der Streuprobe selbst zu berücksichtigen und deshalb die Streuprobe in Richtung der γ-Strahlen dünn zu gestalten. Die Methode ist zuverlässiger in der Anwendung auf leichte Kerne, bei denen das Spektrum der γ-Strahlen wesentlich einfacher ist als bei schweren, da die unelastische Streuung mit der Anregung von nur einem oder zwei Niveaus verbunden ist. Die nach dieser Methode ermittelten Werte stimmen im allgemeinen mit den oben aufgezählten überein.

Zur Veranschaulichung der praktischen Anwendung dieser Methode seien die Arbeiten [89, 90] angeführt. In einer von ihnen [89] wurde die unelastische

Tabelle 18. Querschnitte der unelastischen Streuung von 2,5-MeV-Neutronen in barn

Element	Energie der γ-Strahlen in MeV	Querschnitt der unelastischen Streuung
Be	—	$< 0{,}014$
Cr	$1{,}4 \pm 0{,}1$	$1{,}2 \pm 0{,}4$
Cu	$1{,}1 \pm 0{,}1$	$1{,}2 \pm 0{,}6$
Cu	$2{,}2 \pm 0{,}1$	$0{,}34 \pm 0{,}12$
F	$1{,}3 \pm 0{,}1$	$0{,}52 \pm 0{,}18$
Fe	$0{,}8 \pm 0{,}1$	$1{,}8 \pm 1{,}3$
Fe	$2{,}2 \pm 0{,}2$	$0{,}14 \pm 0{,}05$
Mg	$1{,}4 \pm 0{,}1$	$0{,}75 \pm 0{,}23$
S	$2{,}35 \pm 0{,}15$	$0{,}38 \pm 0{,}1$

Streuung von Neutronen mit Energien von 2,5 MeV an leichten Kernen von Beryllium bis Kupfer untersucht. Die γ-Strahlen wurden durch GEIGER-Zähler registriert, die nach der Methode von BOTHE in Koinzidenz geschaltet waren. Der Wirkungsgrad der Zähler wurde in Spezialversuchen mit radioaktiven Standardproben bestimmt. Aus den Grenzwerten der Absorptionskurven der registrierten Sekundärelektronen konnte die maximale Energie der γ-Strahlen bestimmt werden, und aus der Form der Absorptionskurven konnte man auf die Existenz oder das Fehlen von Strahlen geringerer Energie schließen. Eine solche Methode der Analyse ist natürlich nicht sehr genau, und nur mit Hilfe der aus anderen Arbeiten bekannten Niveauschemata der entsprechenden Kerne gestattet sie, mit beschränkter Zuverlässigkeit das Spektrum der γ-Strahlen festzustellen und die Zahl der pro Streuprozeß emittierten Quanten zu bestimmen. Die in der erwähnten Arbeit gewonnenen Ergebnisse sind in Tab. 18 zusammengestellt.

Zuverlässigere Daten über das Spektrum der γ-Strahlen bei unelastischer Neutronenstreuung erhält man durch Anwendung von Szintillationsspektro-

metern mit NaJ(Tl)-Kristallen. In der Arbeit von DAY [90] wurde auf diese Weise die unelastische Streuung von Neutronen der gleichen Energie (2,5 MeV) untersucht und folgende γ-Linien entdeckt: für B^{10} — 0,478 und 0,717 MeV; für F^{19} — 0,084, 0,114, 0,199 und 1,36 MeV; für Mg — 1,365 MeV; für Al^{27} — 0,843, 1,018 und 2,20 MeV; für S — 0,077 und 2,23 MeV; für Fe — 0,850, 1,25, 1,42 MeV. Die Querschnitte der unelastischen Streuung wurden vom Autor nicht angegeben. Zu ihrer Bestimmung ist es offensichtlich auch notwendig, das Spektrometer zu eichen und außerdem das Schema der γ-Übergänge zu kennen, d. h. die Zahl der Quanten jeder Energie pro Streuprozeß.

Abb. 129. Energieabhängigkeit der Bildung der Isomere In^{115} und Au^{197} bei der unelastischen Streuung von Neutronen nach MARTIN, DIVEN und TASCHEK

Abszisse: Neutronenenergie in MeV, Ordinate: σ in barn

Noch ein anderes Verfahren zur Untersuchung der unelastischen Streuung besteht in Beobachtungen der γ- oder β-Strahlen des Isomers der mit Neutronen beschossenen Elemente, das sich infolge der unelastischen Streuung bildet. Die Anregung des Isomers In^{115} (Energie 336 keV, Halbwertszeit: 4,5 Stunden) bei der unelastischen Streuung wurde erstmalig von GOLDHABER, HILL und SZILARD [91] entdeckt. Später hat COHEN [92] den Querschnitt der Bildung von In^{115} in Abhängigkeit von der Neutronenenergie bis zu 4 MeV gemessen. Diese Methode wurde auch von FRANCIS, McCUE und GOODMAN [93] für Cd^{111} angewandt, das ein Isomer (Halbwertszeit 49 Minuten) besitzt, das in Kaskade zwei Quanten mit Energien von 150 und 246 keV beim Übergang in den Grundzustand emittiert. Die Ausbeute an diesem Isomer wurde in Abhängigkeit von der Energie der bombardierenden Neutronen, die kontinuierlich von 0,2 bis 1,4 MeV verändert wurde, untersucht. Es ist wesentlich, daß von den Autoren die Bildung des Isomers bei Energien beobachtet wurde, die nur wenig über der Energie des isomeren Niveaus liegen (390 keV). Möglicherweise liegt in diesem Fall eine unmittelbare Anregung des isomeren Zustandes durch die Neutronen vor, obwohl die Differenz der Spins des Grundzustandes $\left(\frac{1}{2}\right)$ und des isomeren Zustandes $\left(\frac{11}{2}\right)$ 5 Einheiten beträgt. Der Querschnitt dieses Prozesses liegt unter 10 Millibarn. Auf der Kurve Ausbeute-Neutronenenergie zeigen sich zwei Knicke bei Energien von 720 und 1150 keV, die den Cd^{111}-Niveaus entsprechen, auf die die Anregung des Kerns mit einem anschließenden Übergang in den isomeren Zustand vor sich geht. Bei einer Energie von 1,4 MeV erreicht der Bildungsquerschnitt des Isomers ungefähr 0,2 barn. Offensichtlich führt die unelastische Streuung nicht in allen Fällen zur Bildung eines Isomers, da ein γ-Übergang des angeregten Kernes unmittelbar in den Grundzustand stattfinden kann (ohne Bildung eines Isomers). Folglich wird nach diesem Verfahren nicht der Gesamtquerschnitt der unelastischen Streuung gemessen, sondern nur ein im allgemeinen unbekannter Teil davon.

In Abb. 129 sind die von MARTIN, DIVEN und TASCHEK [94] ermittelten Wirkungsquerschnitte für die Bildung der Isomere In^{115} und Au^{197} bei unelastischer Streuung von Neutronen bis zu 5,2 MeV dargestellt.

KAPITEL V

DIE BREMSUNG VON NEUTRONEN

§ 27. Die Bremsung bei Energien über 1 eV

Die meisten Neutronenquellen liefern unmittelbar nur schnelle Neutronen, deren Energie in der Größenordnung einiger MeV liegt. Der wichtigste Wechselwirkungsprozeß solcher Neutronen mit Atomkernen ist die Streuung. Der Absorptionsquerschnitt schneller Neutronen ist nämlich einige zehn- oder hundertmal kleiner als der Streuquerschnitt. Daraus ist ersichtlich, daß das Neutron, bevor es von einem Kern eingefangen wird und aufhört im freien Zustand zu existieren, einige zehn oder hundert Stöße erleiden kann, welche zu einer Streuung führen. Wenn die Anfangsenergie des Neutrons genügend groß ist (einige MeV), so wird ungefähr die Hälfte der ersten Stöße unelastisch sein. Bei unelastischen Stößen verliert das Neutron einen großen Teil seiner Energie und geht sehr schnell, d. h. nach ein oder zwei unelastischen Stößen, in ein Energieintervall über, in dem eine weitere unelastische Streuung bereits unmöglich ist. Beim Durchgang durch ein Medium mit sehr leichten Kernen können die Neutronen unter Umständen auch keine unelastische Streuung erleiden. So werden z. B. Neutronen mit Energien unter 4—5 MeV an Kohlenstoff nicht unelastisch gestreut, da das niedrigste Anregungsniveau des Kerns C^{12} bei 4,5 MeV liegt. Bei der Streuung an Protonen tritt bei beliebigen Energien keine unelastische Streuung auf, da das Proton keine angeregten Zustände besitzt. Folglich werden schnelle Neutronen in Substanzen mit nicht allzu leichten Kernen zunächst elastisch und unelastisch gestreut und erleiden dann, nachdem sie schon bei den ersten unelastischen Stößen einen beträchtlichen Teil ihrer Energie verloren haben, nur noch elastische Stöße.

In Stoffen mit leichten Kernen spielt die unelastische Streuung eine wesentlich geringere Rolle, und unter Umständen können Neutronen von Anfang an nur elastisch gestreut werden.

Beim Durchgang schneller Neutronen durch Substanzen treten bei diesen unvermeidlich Energieverluste auf, und zwar sowohl wegen der unelastischen als auch der elastischen Stöße, d. h., die Neutronen werden abgebremst. Praktisch verlieren schnelle Neutronen in einer beliebigen Substanz den größten Teil ihrer Energie, bevor sie von einem Kern eingefangen werden. Die Bremsung der Neutronen ist daher ein überaus universeller Prozeß, der beim Durchgang der Neutronen durch Materie stets auftritt.

In einigen Fällen ist die Bremsung der Neutronen unerwünscht und muß als unvermeidliches Übel betrachtet werden. So kann z. B. eine Kettenreaktion

durch schnelle Neutronen in solchen Stoffen wie U^{238} und Th^{232} gerade wegen der unelastischen Streuung nicht verwirklicht werden [1]. Die Spaltungsreaktion dieser Isotope hat eine Energieschwelle von ungefähr 1 MeV. Ein großer Teil der Neutronen, die bei der Spaltung emittiert werden, besitzt eine genügend hohe Energie, um einen weiteren Spaltprozeß auszulösen. Würden die Neutronen im U^{238} und Th^{232} nicht unelastisch gestreut werden, so wäre zur Aufrechterhaltung einer Kettenreaktion in einem genügend großen U^{238}- oder Th^{232}-Block nur nötig, daß die mittlere Anzahl der Neutronen, deren Energie oberhalb der Energieschwelle ($\sim$ 1 MeV) liegt, pro Spaltprozeß größer als eins ist. Wegen der unelastischen Streuung erweist sich aber diese Bedingung praktisch als bei weitem nicht ausreichend. Denn in der Tat, wenn ein Neutron mit einer Energie $>$ 1 MeV unelastisch gestreut wird, so verliert es dabei einen bedeutenden Teil seiner Energie und ist nicht mehr in der Lage, eine Spaltung auszulösen. Ist der Wirkungsquerschnitt der unelastischen Streuung von der gleichen Größenordnung oder größer als der Spaltungsquerschnitt, so macht die unelastische Streuung den größten Teil der Neutronen unfähig, eine Spaltung hervorzurufen und verschlechtert damit die Bedingungen zur Auslösung einer Kettenreaktion oder macht sie überhaupt unmöglich.

In einigen Fällen ist die Bremsung der Neutronen umgekehrt ein sehr erwünschter und nützlicher Prozeß. So wäre z. B. eine Kettenreaktion in natürlichem Isotopengemisch des Urans unmöglich ohne Ausnutzung der Neutronenbremsung. Die Abbremsung der Neutronen ist in vielen Fällen auch deswegen wesentlich, weil sich der Einfangquerschnitt für langsame Neutronen als sehr groß erweist. Bei Bestrahlung eines Stoffes mit langsamen Neutronen kann man daher eine viel konzentriertere Aktivität erzielen als bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen. Abgesehen davon, sind langsame Neutronen ein sehr wirksames Mittel bei verschiedenen physikalischen und technischen Untersuchungen.

Die Abbremsung von Neutronen bei ihrem Durchgang durch Materie ist daher eine sehr wichtige Erscheinung, deren Untersuchung eine der Hauptaufgaben der Neutronenphysik darstellt. Die unelastische Streuung ist, wenn sie überhaupt auftritt, nur im Anfangsstadium der Bremsung wesentlich. Schon nach ein oder zwei unelastischen Stößen ist das Neutron so abgebremst, daß es weiterhin eine unelastische Streuung nicht mehr erleiden kann, da seine Energie dafür nicht mehr ausreicht. Die weitere Bremsung kann dann nur durch elastische Streuung erfolgen. Der Energiewert, von dem ab eine unelastische Streuung nicht mehr stattfindet und die Bremsung nur auf Kosten der elastischen Streuung bewirkt wird, hängt von den Eigenschaften des bremsenden Mediums ab. Wie durch Versuche von Barschall und anderen gezeigt wurde, macht sich die unelastische Streuung für die meisten Stoffe bereits bei Neutronenenergien von 600 keV nicht mehr bemerkbar. Folglich wird sogar für schwere Stoffe eine Bremsung durch unelastische Streuung nur für Neutronen mit Energien über 0,6—1 MeV stattfinden. In leichten Stoffen kann die unelastische Streuung sogar bei höheren Neutronenenergien ausbleiben.

Die unelastische Streuung stellt einen höchst wirksamen Bremsfaktor dar, besonders in Medien mit schweren Kernen, da sie zu einer schnellen und starken Herabsetzung der Neutronenenergie führt. So kann z. B. ein Neutron mit einer Anfangsenergie von etwa 10 MeV nach ein oder zwei unelastischen Stößen mit den Kernen eine Energie von etwa 1 MeV und weniger erreichen, während zu einer ebenso starken Bremsung durch elastische Stöße in schwereren Stoffen nicht ein oder zwei, sondern dutzende Stöße erforderlich sind. Indessen erstreckt sich die Wirkung der unelastischen Streuung als Bremsfaktor nur auf Neutronen mit Energien über 0,5—1 MeV. Nachdem die Neutronenenergie unter diesen Grenzwert gesunken ist, findet praktisch keine unelastische Streuung mehr statt, und die weitere Bremsung erfolgte nur durch elastische Streuung. In leichten Stoffen spielt die unelastische Streuung auch bei höheren Neutronenenergien keine Rolle.

Die Rolle der elastischen Streuung beim Bremsprozeß erkennt man vor allem aus der mittleren Energie, die das Neutron an den gestoßenen Kern überträgt. Je größer der mittlere relative Energieverlust ist, desto geringer ist offenbar die Zahl der Stöße, die zur gleichen Abbremsung notwendig sind. Ist die Neutronenenergie vor dem Stoß gleich E, so ist die Energie des Rückstoßkerns nach dem Stoß gleich

$$E_M = E \frac{4Mm}{(M+m)^2} \cos^2\varphi = \alpha E \cos^2\varphi,$$

wobei φ der Winkel ist, unter dem der Rückstoßkern davonfliegt. Den Mittelwert von E_M kann man in der üblichen Weise bestimmen:

$$\overline{E_M} = \int_0^{\alpha E} E_M w(E_M)\, dE_M,$$

wo $w(E_M)$ die Wahrscheinlichkeit ist, den gegebenen Wert E_M nach einem Stoß zu erreichen. Offensichtlich ist $w(E_M)$ dem differentiellen Querschnitt des Stoßes proportional, der dem gegebenen Energiewert E_M entspricht. Gewöhnlich ist der differentielle Querschnitt $d\sigma(\theta)$ bekannt, der die Wahrscheinlichkeit einer Streuung des Neutrons um den Winkel θ angibt. Um nun den mittleren Energieverlust $\overline{E}_M$ berechnen zu können, muß man von $d\sigma(\theta)$ zu $d\sigma(E_M)$ übergehen. In den meisten Fällen kann man die Streuung als isotrop im Schwerpunktsystem ansehen, da die Abbremsung des Neutrons für ein Energieintervall betrachtet wird, in dem die Isotropiebedingung $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ gut erfüllt ist. Für die isotrope Streuung ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Rückstoßkern unter dem Winkel φ_0 im Schwerpunktsystem fortfliegt, gleich $w(\varphi_0)\, d\varphi_0 = \frac{1}{2} \sin\varphi_0\, d\varphi_0$ (pro Raumwinkeleinheit hängt sie nicht von φ_0 ab). Da der Rückstoßwinkel φ_0 im Schwerpunktsystem doppelt so groß als im Laborsystem ist ($\varphi_0 = 2\varphi$), beträgt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Rückstoßkern unter dem Winkel φ fortfliegt,

$$\omega(\varphi)\, d\varphi = 2 \sin\varphi \cos\varphi\, d\varphi = -d(\cos^2\varphi).$$

Da $E_M = \alpha E \cos^2 \varphi$ gilt, ist die Wahrscheinlichkeit für einen gegebenen Wert von E_M gleich

$$w(E_M)\, dE_M = \frac{dE_M}{\alpha E},$$

d. h., bei der isotropen Streuung ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Rückstoßkern eine beliebige Energie zwischen 0 und αE besitzt, immer die gleiche (sie hängt nicht von E_M ab). Folglich kann das Neutron nach einem einzigen elastischen Stoß mit der gleichen Wahrscheinlichkeit beliebige Energiewerte im Intervall von $(1 - \alpha)E$ bis E haben.

Der mittlere Energieverlust E_M ist in diesem Fall gleich

$$\overline{E_M} = \int_0^{\alpha E} E_M \frac{dE_M}{\alpha E} = \frac{1}{2} \alpha E.$$

Folglich ist der Mittelwert der Neutronenenergie nach einem einzigen Stoß gleich

$$\bar{E}_1 = \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) E = \frac{M^2 + m^2}{(M+m)^2} E.$$

Das Verhältnis der mittleren Energie $\overline{E_M}$, die das Neutron bei einem einzigen Stoß verliert, zur Anfangsenergie E ist gleich

$$\frac{1}{2}\alpha = \frac{2Mm}{(M+m)^2}.$$

Diese Größe wächst um so mehr, je mehr sich die Kernmasse M des bremsenden Mediums der Neutronenmasse m nähert. Der größte mittlere relative Energieverlust $\frac{\overline{E_M}}{E} = \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{2}$ tritt bei der Bremsung im Wasserstoff auf, da die Protonenmasse praktisch gleich der Neutronenmasse ist, d. h.

$$\alpha = \frac{4Mm}{(M+m)^2} = 1.$$

Folglich verliert das Neutron beim Zusammenstoß mit einem ruhenden Proton im Mittel die Hälfte seiner Energie. Für andere Kerne ist $\alpha < 1$, und der mittlere relative Energieverlust $\frac{\alpha}{2}$ ist kleiner als $\frac{1}{2}$. Für Kernmassen $M \gg m$ gilt $\frac{\alpha}{2} \cong \frac{2m}{M} = \frac{2}{A}$, wobei A die Massenzahl (das Atomgewicht) ist. Es ist klar, daß vom Gesichtspunkt des mittleren Energieverlustes pro Stoß leichte Elemente, besonders Wasserstoff, die besten Bremssubstanzen (Moderatoren) sind. Das mittlere Verhältnis der Neutronenenergie nach einem Stoß zur Anfangsenergie für verschiedene Moderatoren ist gleich 0,50 für H, 0,56 für D, 0,68 für He^4, 0,82 für Be^9, 0,86 für C^{12}, 0,89 für O^{16} und $\left(1 - \frac{2}{A}\right)$ für $A \gg 1$. Diese Werte hängen nicht von der Energie ab, d. h., sie gelten in beliebigem Energieintervall, in dem eine isotrope elastische Kernstreuung auftritt. Da der mittlere relative Energieverlust eines Neutrons konstant bleibt

bei einer Änderung des absoluten Energiewertes im Verlaufe der Bremsung, so ist es bequem, diesen durch die mittlere Änderung des Logarithmus der Energie, die bei einem einzigen Stoß erfolgt, zu charakterisieren, d. h. durch die Größe

$$\xi = \overline{\ln \frac{E_0}{E_1}} = \overline{\ln \frac{E_n}{E_{n+1}}}.$$

Hier gibt der Index n die Zahl der Stöße an, die das Neutron bereits erfahren hat. Aus der Definition von ξ ist klar, daß die Energie E_n nach dem n-ten Stoß aus der Beziehung

$$E_n = E_0 e^{-n\xi}$$

gewonnen werden kann (E_0 ist die Anfangsenergie des Neutrons). Die Größe ξ hängt offensichtlich nur von der Masse der bremsenden Kerne ab. Man kann sie finden, indem man die Größe $\ln\left(\frac{E_0}{E_1}\right)$ entsprechend ihrer Definition über die Verteilung $f(E_1)$ der Neutronen nach dem Stoß mittelt, d. h.

$$\xi = \overline{\ln \frac{E_0}{E_1}} = \int\limits_{(1-\alpha)E_0}^{E_0} \ln \frac{E_0}{E_1} f(E_1)\, dE_1.$$

Bekanntlich ist nun $f(E_1)\, dE_1 = \frac{dE_1}{\alpha E_0}$ und daher

$$\xi = \int\limits_{(1-\alpha)E_0}^{E_0} \ln \frac{E_0}{E_1} \frac{dE_1}{\alpha E_0} = 1 + \frac{1-\alpha}{\alpha} \ln(1-\alpha).$$

Da

$$\alpha = \frac{4Mm}{(M+m)^2}, \quad 1 - \alpha = \left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2,$$

so ist

$$\xi = 1 - \frac{(M-m)^2}{2Mm} \ln \frac{M+m}{M-m} = 1 + \frac{(M-m)^2}{2Mm} \ln \frac{M-m}{M+m}.$$

Oder, setzen wir $m = 1$, $M = A$:

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \tag{5.1}$$

Die Werte von ξ für verschiedene Kerne sind in Tab. 19 angeführt.

Mit Hilfe der Größe ξ kann man leicht die mittlere Stoßzahl berechnen, welche zur Abbremsung eines Neutrons von der Anfangsenergie E_0 bis auf die Endenergie E_n erforderlich ist:

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_n}.$$

In Tab. 19 sind Mittelwerte von n angegeben, die einer Abbremsung des Neutrons von der Anfangsenergie $E_0 = 1$ MeV bis zur thermischen Energie $\frac{3}{2} kT = 0{,}04$ eV entsprechen. Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, genügen

bei Wasserstoff im Mittel schon 17 Stöße zur Abbremsung eines Neutrons von 1 MeV auf thermische Energien. Wenn der Streuquerschnitt des Neutrons an Wasserstoff um das 17fache oder mehr den Einfangquerschnitt übersteigt, so ist beim Durchgang eines Neutrons durch Wasserstoff seine Abbremsung auf thermische Energien unvermeidlich. In Wirklichkeit liegt das Verhältnis des Streuquerschnitts zum Einfangquerschnitt nicht unter 70, und daher ist die mittlere Zahl der Streuakte bis zum Einfang bei weitem ausreichend, um das Neutron auf thermische Energien abzubremsen. Für die gleiche Abbremsung ist in anderen Medien eine größere Zahl von Stößen notwendig. Jedoch haben alle in Tab. 19 aufgeführten Stoffe sehr kleine Einfangquerschnitte, während die Streuquerschnitte annähernd gleich $4\pi R^2$ sind, d. h. von der Größenordnung einiger barn. Die Voraussetzungen für eine Abbremsung auf thermische Energien sind daher bei diesen Stoffen vorhanden.

Tabelle 19. Streueigenschaften der Kerne

Kern	A	ξ	$n=\frac{17}{\xi}$
H	1	1	17
D	2	0,725	23,5
He	4	0,427	40
Be	9	0,209	81
C	12	0,158	108
O	16	0,119	143

Die in Tab. 19 angeführten Stoßzahlen wurden unter der Annahme berechnet, daß die Neutronenenergie bei jedem Stoß im Mittel um das e^{ξ}-fache abnimmt, speziell beim Stoß mit Wasserstoffkernen um das $e^1 = 2{,}7$ fache. In Wirklichkeit jedoch ändert sich, wie aus Berechnungen des mittleren Energieverlustes ersichtlich ist, die Energie im Mittel um das $\left(1-\frac{\alpha}{2}\right)$ fache, d. h. allgemein um einen etwas kleineren Faktor, speziell beim Stoß mit Wasserstoffkernen nicht um das 2,7 fache, sondern um das zweifache.

Jedoch braucht der Mittelwert der Neutronenenergie nach dem Stoß nicht unbedingt als ein unter allen Umständen zutreffendes Charakteristikum der Spektralzusammensetzung der Neutronen nach dem Stoß angesehen zu werden. Praktisch zeigt sich stets, daß wesentlich mehr als die Hälfte der Neutronen nach dem n-ten Stoß eine Energie besitzt, die kleiner ist als $\left(1-\frac{\alpha}{2}\right)^n E_0$, d. h., der größte Teil der Neutronen hat eine Energie, die unter der mittleren Energie nach dem n-ten Stoß liegt.

Untersuchen wir als Beispiel das Spektrum der Neutronen nach einigen Stößen mit Wasserstoffatomen. Angenommen, daß N_0-Neutronen mit der Anfangsenergie E_0 eine Folge von Stößen mit Wasserstoff erleiden und daß wir ihre spektrale Verteilung nach jedem Stoß untersuchen. Offensichtlich ist nach dem ersten Stoß die Zahl der Neutronen in dem Energieintervall dE gleich

$$N_1(E)\,dE = \frac{N_0}{E_0}\,dE = n_0\,dE,$$

d. h., vom Energieintervall von 0 bis E_0 befindet sich in jedem beliebigen der gleichgroßen Intervalle dE die gleiche Anzahl von Neutronen. Nun mögen

diese Neutronen den zweiten Stoß erfahren. Die Zahl $N_2(E)$ der Neutronen mit der Energie E im Intervall dE nach dem zweiten Stoß findet man, wenn berücksichtigt wird, daß infolge der Stöße aus jedem Energieintervall mit $E_1 > E$ (vor dem Stoß) in das Intervall dE bei E eine Anzahl von Neutronen übergeht, die gleich $\frac{N_1(E_1)}{E_1} dE_1 = n_0 \frac{dE_1}{E_1}$ ist, d. h.

$$N_2(E)\, dE = dE \int_E^{E_0} n_0 \frac{dE_1}{E_1} = dE \cdot n_0 \ln \frac{E_0}{E}.$$

Ähnliche Überlegungen führen zu

$$N_3(E)\, dE = dE \cdot \frac{n_0}{2} \left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^2, \ldots,$$

$$N_n(E)\, dE = \frac{n_0}{(n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^{n-1} dE = \frac{N_0}{E_0} \frac{1}{(n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^{n-1}.$$

Diese Formel wurde erstmalig von ARZIMOWITSCH und KURTSCHATOW im Jahre 1935 abgeleitet [2]. Die Mittelwerte $\overline{E}_n$ der Energie, die diesen Verteilungen entsprechend und aus der Formel

$$\overline{E}_n = \frac{1}{E_0(n-1)!} \int_0^{E_0} E \left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^{n-1} dE$$

gefunden werden können, sind gleich

$$\overline{E}_n = \left(1 - \frac{1}{2}\right)^n E_0 = \left(\frac{1}{2}\right)^n E_0.$$

Indessen ist die Anzahl der Neutronen nach dem zweiten und den folgenden Stößen um so größer, je geringer ihre Energie ist, und der größte Teil der Neutronen hat Energien, die kleiner als $\overline{E}_n$ sind, da die spektrale Verteilung durch die Größe $\left(\ln \frac{E_0}{E}\right)^{n-1}$ gegeben ist, die mit abnehmendem E stark anwächst.

Gewöhnlich wird als Maß für den Energieverlust bei der Bremsung das mittlere logarithmische Dekrement $\xi = \overline{\ln \frac{E_n}{E_{n+1}}}$ benutzt [3]. Bei jedem Stoß nimmt der Logarithmus der Energie im Mittel um die Größe ξ ab, und daher ist $\ln E_n = \ln E_0 - n\xi$. Je größer ξ ist, um so größer ist der mittlere Energieverlust pro Stoß.

Es ist jedoch unzureichend, die Bremseigenschaften des einen oder anderen Stoffes nur durch die Größe ξ, d. h. durch den mittleren Energieverlust pro Stoß, zu kennzeichnen. So ist z. B. für Wasserstoff, ganz gleich, ob gasförmigen oder flüssigen, $\xi = 1$. Beträgt jedoch die Dichte des einen ein Mehrfaches der des anderen, so benötigt man für die gleiche Bremsung eine um ebensoviel dünnere Schicht. Will man aber die Bremseigenschaften gleich starker Schichten verschiedener Stoffe kennen, so kann man sie quantitativ

durch das Produkt der Größe ξ und der mittleren Stoßzahl des Neutrons pro Wegeinheit, die offensichtlich gleich $n\sigma = \Sigma$ ist, darstellen (n ist die Zahl der Atome des Moderators pro cm^3, σ der Streuquerschnitt, Σ der Gesamtstreuquerschnitt aller Atome im Einheitsvolumen). Die Größe

$$\xi \Sigma$$

bestimmt somit den mittleren logarithmischen Energieverlust des Neutrons beim Durchlaufen einer 1 cm starken Stoffschicht (entlang einer gebrochenen Linie, falls die mittlere Weglänge kleiner als 1 cm ist). Je größer $\xi\Sigma$, desto kürzer ist offenbar die Wegstrecke, auf der das Neutron ein und denselben Energieverlust erleidet. Die Größe $\xi\Sigma$ wird als das Bremsvermögen des Moderators bezeichnet.

Da $\Sigma = n\sigma$ gilt, ist das Bremsvermögen der Dichte des Stoffes und dem Streuquerschnitt proportional. Hängt der Streuquerschnitt nicht von der Energie des Neutrons ab, so hat das Bremsvermögen bei beliebiger Neutronenenergie den gleichen Wert. So bleibt z. B. für Kohlenstoff im Energieintervall von einigen Hundert Kiloelektronenvolt bis zu thermischen Energien der Streuquerschnitt unverändert, und das Bremsvermögen hat ein und denselben Wert im gesamten Energieintervall. Im allgemeinen aber ändert sich für schnelle Neutronen der Streuquerschnitt mit der Energie, und $\xi\Sigma$ ist demzufolge energieabhängig.

Im Verlauf der Streuung und Bremsung bewegt sich das Neutron offensichtlich auf einer komplizierten Zickzackbahn, die an die BROWNsche Bewegung erinnert. Das Bremsvermögen $\xi\Sigma$ charakterisiert den mittleren logarithmischen Energieverlust pro Weglängeneinheit dieser gebrochenen Linie. Von größerem Interesse für die Praxis ist aber die Frage nach dem mittleren Abstand, auf den sich das Neutron im Verlauf der Abbremsung von einer Anfangsenergie E_0 bis zu einer gewissen Endenergie E entfernen kann. Offensichtlich muß das Neutron bei der Abbremsung im Mittel n-Stöße erleiden, wobei

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}.$$

Es ist also wesentlich, festzustellen, wie weit sich im Mittel das Neutron vom gegebenen Anfangspunkt entfernt, wenn es n-Stöße erfährt, d. h. n-Richtungsänderungen ausführt.

Wenn dieser Abstand mit R_n bezeichnet wird, so kann man für dessen Quadrat folgenden Ausdruck hinschreiben:

$$R_n^2 = (\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2 + \cdots + \mathfrak{r}_n)^2 = \sum_{i=1}^{n} r_i^2 + \sum_{i \neq k}^{n} \mathfrak{r}_i \mathfrak{r}_k = \sum_{i=1}^{n} r_i^2 + \sum_{i \neq k}^{n} r_i r_k \cos\theta_{ik}.$$

Wenn das Neutron zwischen je zwei Stößen die gleiche Weglänge λ zurücklegen würde und die Richtungen nach dem Stoß vollkommen willkürlich, d. h. gleich wahrscheinlich wären (isotrope Streuung), so könnten wir durch Mittelung über den erhaltenen Ausdruck für R_n^2 folgende Gleichung erhalten:

$$\overline{R_k^2} = n\lambda^2.$$

In der Tat, da alle r_i gleich λ sind, ergibt sich die erste Summe zu $n\lambda^2$; die zweite Summe verschwindet bei der Mittelung, da der Mittelwert des Cosinus bei einer isotropen Streuung gleich Null ist. Das Mittel des Quadrats der Entfernung des Neutrons von seinem Entstehungsort ist in einem isotrop streuenden Medium der Stoßzahl (nicht dem Quadrat, sondern der ersten Potenz) proportional.

In Wirklichkeit jedoch legt das Neutron zwischen je zwei Stößen verschiedene Strecken r zurück, und die mittlere freie Weglänge λ zwischen zwei Stößen ist durch die Gleichung

$$\bar{r} = \lambda = \frac{\int_0^\infty r e^{-\frac{r}{\lambda}} dr}{\int_0^\infty e^{-\frac{r}{\lambda}} dr}$$

gegeben, wobei $e^{-\frac{r}{\lambda}}$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß das Neutron ohne Stoß die Strecke r zurücklegt (Weglängenverteilung).

Mitteln wir den Ausdruck für $\overline{R_n^2}$, so erhalten wir

$$\overline{R_k^2} = n\overline{r^2}.$$

Es gilt aber $\overline{r^2} \neq \lambda^2$, d. h., das Mittel des Quadrats der Wegstrecke zwischen zwei Stößen ist nicht gleich dem Quadrat der mittleren freien Weglänge. Bestimmen wir wie üblich den Mittelwert, so ergibt sich

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^\infty r^2 e^{-\frac{r}{\lambda}} dr}{\int_0^\infty e^{-\frac{r}{\lambda}} dr} = 2\lambda^2.$$

Folglich ist

$$\overline{R_n^2} = 2n\lambda^2. \tag{5.2}$$

Setzen wir $n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$ ein und lassen den Index n fort, so erhalten wir

$$\overline{R^2} = \frac{2\lambda^2}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} = \frac{2\lambda}{\xi\Sigma} \ln \frac{E_0}{E}. \tag{5.3}$$

Die Formel (5.3) liefert also das mittlere Quadrat der geradlinigen Versetzung des Neutrons bei seiner Abbremsung von der Anfangsenergie E_0 bis zur Endenergie E, wobei die Streuung als kugelsymmetrisch angenommen wird. $\overline{R_n^2}$ ist dem Bremsvermögen $\xi\Sigma$ umgekehrt proportional, der mittleren freien Weglänge λ proportional und wächst logarithmisch mit wachsendem $\frac{E_0}{E}$, d. h. mit Verringerung der Endenergie E des Neutrons.

Die Streuung ist praktisch im gesamten Energieintervall, in dem die Neutronenbremsung wesentlich ist, kugelsymmetrisch. Die Rede ist hier jedoch von einer kugelsymmetrischen Streuung in Schwerpunktkoordinaten. Da die

Masse des Neutrons nicht sehr klein ist, besonders im Vergleich mit den Massen leichter Kerne, unterscheidet sich die Streuung im Laborsystem von der Kugelsymmetrie um eine bestimmte Verstärkung der Vorwärtsstreuung (in die vordere Halbkugel) auf Kosten der Intensität der Rückwärtsstreuung (in die hintere Halbkugel). Infolgedessen ist die mittlere Entfernung des Neutrons vom Anfangspunkt nach dem Stoß größer als die mittlere freie Weglänge λ zwischen zwei Streuprozessen, die als Streulänge bezeichnet wird. Im Zusammenhang hiermit wird neben der Streulänge λ die sogenannte Transportlänge λ_t eingeführt, welche λ um so mehr übersteigt, je geringer die Masse des Moderatorkerns ist.

Die quantitative Bestimmung von λ_t erhält man durch Berechnung des mittleren Weges des Neutrons in Richtung der anfänglichen Bewegung. Angenommen, das Neutron legt in Richtung der Anfangsbewegung die Strecke r_0 zurück und stößt dann mit einem Kern des Moderators zusammen. Die Versetzung des Neutrons in Richtung des Vektors $\mathfrak{r}_0$ ist dann nach dem ersten Stoß gleich der Projektion $r_1 \cos \theta_1$, wo r_1 die Weglänge ist, die das Neutron zwischen dem ersten und zweiten Stoß zurücklegt und θ_1 der Winkel zwischen $\mathfrak{r}_1$ und $\mathfrak{r}_0$. Nach dem zweiten Stoß legt das Neutron die Strecke r_2 unter dem Winkel θ_2 zum Vektor $\mathfrak{r}_1$ zurück, und die Projektion auf $\mathfrak{r}_1$ ist gleich $r_2 \cos \theta_2$, die Projektion auf $\mathfrak{r}_0$ aber gleich $r_2 \cos \theta_2 \cos \theta_1$. Summieren wir die Projektionen aller Strecken auf $\mathfrak{r}_0$, so erhalten wir für die gesamte Entfernung in Richtung $\mathfrak{r}_0$ den Wert

$$r = r_0 + r_1 \cos \theta_1 + r_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + r_3 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \cos \theta_3 + \cdots.$$

Mittelt man diese Reihe über eine unbegrenzte Zahl verschiedener Fälle (verschiedene Werte von r_i und θ_i), so ergibt sich für die Transportlänge

$$\begin{aligned}\lambda_t = \bar{r} &= \bar{r}_0 + \bar{r}_1 \overline{\cos \theta_1} + \bar{r}_2 \overline{\cos \theta_1}\, \overline{\cos \theta_2} + \cdots \\ &= \lambda\left[1 + \overline{\cos \theta} + (\overline{\cos \theta})^2 + (\overline{\cos \theta})^3 + \cdots\right] = \frac{\lambda}{1 - \overline{\cos \theta}}.\end{aligned}$$

Wäre die Streuung auch im Laborsystem kugelsymmetrisch, so würde der Mittelwert von $\cos \theta$ gleich Null sein, da positive und negative Werte von $\cos \theta$ gleich wahrscheinlich auftreten (entsprechend der gleichen Streuwahrscheinlichkeit in die vordere und hintere Halbkugel). In Wirklichkeit jedoch ist der Mittelwert von $\cos \theta$ von Null verschieden, und zwar um so mehr, je kleiner die Masse des streuenden Kerns ist. Daher gilt $\lambda_t > \lambda$. Offensichtlich wird der Wert $\overline{\cos \theta}$ von der Masse A des Moderatorkerns abhängen. Zur Klärung dieser Abhängigkeit bestimmt man $\overline{\cos \theta}$ an Hand der Formel

$$\overline{\cos \theta} = \int_0^\pi \cos \theta \cdot f(\theta)\, d\theta,$$

wobei $f(\theta)$ die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen im Laborsystem ist, wenn in Schwerpunktskoordinaten die Streuung als kugelsymmetrisch angesehen werden kann, d. h., wenn

$$f_0(\theta_0) = \frac{1}{2} \sin \theta_0\, d\theta_0$$

(θ_0 ist der Streuwinkel in Schwerpunktskoordinaten). Nimmt man unter dem Integral $\cos\theta$ als eine Funktion von θ_0 an und führt eine neue Integrationsvariable ein, so erhält man

$$\overline{\cos\theta} = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} \cos\theta \cdot \sin\theta_0 \, d\theta_0 .$$

Um $\cos\theta$ als Funktion von θ_0 darzustellen, betrachten wir das Geschwindigkeitsdiagramm für die elastische Streuung des Neutrons ($m = 1$) an einem Kern der Masse $M = A$ (Abb. 130).

Die Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ des Neutrons im Laborsystem ist gleich der Vektorsumme seiner Geschwindigkeit $\mathfrak{v}_0$ in Schwerpunktskoordinaten und der Geschwindigkeit V des Schwerpunkts im Laborsystem. Offensichtlich ist

$$\cos\theta = \frac{V + v_0 \cos\theta_0}{v} .$$

Abb. 130
Geschwindigkeitsdiagramm bei einer elastischen Streuung

Wenn wir mit u die Anfangsgeschwindigkeit des Neutrons (vor dem Stoß) im Laborsystem bezeichnen, so wird

$$V = \frac{1}{A+1} u; \quad v_0 = \frac{A}{A+1} u; \quad v = \frac{u}{A+1}\sqrt{1 + A^2 + 2A\cos\theta_0} .$$

Setzen wir diese Werte in die vorhergehende Formel ein, so erhalten wir

$$\cos\theta = \frac{1 + A\cos\theta_0}{\sqrt{1 + A^2 + 2A\cos\theta_0}} .$$

Folglich ist

$$\overline{\cos\theta} = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} \frac{1 + A\cos\theta_0}{\sqrt{1 + A^2 + 2A\cos\theta_0}} \sin\theta_0 \, d\theta_0 = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \frac{1 + Ax}{\sqrt{1 + A^2 + 2Ax}} \, dx = \frac{2}{3A}$$

und

$$\lambda_t = \frac{\lambda}{1 - \frac{2}{3A}} .$$

Setzen wir in dem Ausdruck für das mittlere Quadrat der Strecke $\overline{R^2}$ an Stelle von λ die Transportlänge λ_t, so erhalten wir

$$\overline{R^2} = \frac{2\lambda}{\xi\Sigma\left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \ln\frac{E_0}{E} = \frac{6\lambda}{\xi\Sigma\left(3 - \frac{2}{A}\right)} \ln\frac{E_0}{E} . \tag{5.4}$$

Speziell für Wasserstoff als Moderator gilt $\xi = 1$, $A = 1$, und deshalb ist

$$\overline{R^2} = 6\lambda^2 \ln\frac{E_0}{E} .$$

Die Größe $L = \sqrt{\frac{\overline{R^2}}{6}}$ wird gewöhnlich als Bremslänge bezeichnet. Sie ist gleich der mittleren geradlinigen Versetzung des Neutrons im Verlauf der Abbremsung von der Anfangsenergie E_0 auf die Endenergie E.

In dieser einfachsten Form hat der Ausdruck für die Bremslänge offensichtlich nicht nur bei isotroper Streuung in Schwerpunktskoordinaten Gültigkeit, sondern auch dann, wenn die mittlere Weglänge λ nicht von der Neutronenenergie abhängt.

In vielen praktischen Fällen ist die letzte Voraussetzung nicht erfüllt. So nimmt z. B. in Moderatoren, die Wasserstoff oder Deuterium enthalten, λ mit der Energie des Neutrons ab, da der Streuquerschnitt größer wird. Die Berücksichtigung dieses Umstandes kompliziert die Berechnung der Bremslänge. Ohne auf diese Berechnung selbst einzugehen, führen wir nur die Endergebnisse an.

Tabelle 20. Die Bremslänge der Neutronen, die einer Energieabnahme von der Anfangsenergie E_0 bis zur Endenergie $E = 1{,}44$ eV entsprechen

E_0 MeV	$\ln \frac{E_0}{E}$	Bremslänge in cm				
		Wasserstoff $\varrho = 1$[1]	H_2O $\varrho = 1$	D_2O $\varrho = 1{,}1$	Kohlenstoff $\varrho = 1{,}6$	Sauerstoff $\varrho = 1$
3,0	14,55	0,728—0,865	6,4	10,5—11,9	19,2—19,8	56,8—62,6
2,0	14,14	0,608—0,707	5,3	10,1—10,9	17,7—18,2	48,8—50,0
1,0	13,45	0,463—0,520	3,8	9,7—10,2	15,9—16,2	42,2—42,6
0,50	12,76	0,375—0,411	3,1	9,4— 9,9	14,7—15,0	38,6—39,1
0.25	12,06	0,328—0,352	2,7	9,1— 9,5	13,9—14,1	37,9—38,2
0,10	11,15	0,293—0,309	2,4	8,8— 9,2	13,2—13,3	36,8—37,1

[1]) Dichte des Moderators in g/cm³

Eine detaillierte und exakte Bremstheorie wurde von PLACZEK [4] und MARSHAK [5] entwickelt. In Tab. 20 sind Werte der Bremslänge aufgeführt, die von MARSHAK für verschiedene Moderatoren berechnet wurden. Die Anfangsenergie der Neutronen ist in der ersten Spalte der Tabelle angegeben, die Endenergie beträgt 1,44 eV (Resonanzenergie des Indiumindikators). In der Tabelle sind Extremalwerte der Bremslänge aufgeführt, die verschiedenen Varianten der Theorie entsprechen.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, hat unter allen Moderatoren gewöhnliches Wasser H_2O die kleinste Bremslänge (Wasserstoff mit der Dichte $\varrho = 1$ würde ein sehr starkes Bremsmittel sein, kann aber praktisch leider nicht realisiert werden), da für Wasserstoff $\xi = 1$ den größten Wert hat, und der Streuquerschnitt ebenfalls sehr groß ist (≈ 20 barn für $E < 10^4$ eV). Die in der Tabelle angegebene Bremslänge für Wasser wurde unter Berücksichtigung sowohl des Wasserstoffs als auch des Sauerstoffs berechnet. Fast die gleichen oder sogar

ein wenig bessere Bremseigenschaften hat auch Paraffin. Alle Bremslängen wurden unter Berücksichtigung der experimentellen Werte für die Veränderung der Streulänge in Abhängigkeit von der Neutronenenergie berechnet.

Sehr wesentlich ist die Frage nach dem Neutronenspektrum im Moderator, d. h. nach der Energieverteilung der Neutronen während des Bremsprozesses. Die größte Bedeutung hat die Frage nach dem Neutronenspektrum unter stationären Bremsbedingungen, z. B. in einem Wasserbehälter oder in einem Paraffinblock, die ein Ra + Be-Präparat enthalten, oder in der thermischen Säule eines Kernreaktors, der mit konstanter Leistung betrieben wird.

Wir nehmen an, daß unter solchen stationären Bedingungen Neutronen gebremst werden, die immer mit derselben Energie E_0 entstehen. Offensichtlich ist die Zahl der Neutronen mit einer bestimmten Energie $E < E_0$ der mittleren Lebensdauer des Neutrons im gegebenen Energieintervall proportional. Tatsächlich, je länger jedes Neutron im gegebenen Energieintervall verbleibt, um so mehr befinden sich zu jedem Zeitpunkt in diesem Intervall. Die Aufenthaltsdauer des Neutrons im Energieintervall dE ist erstens dem mittleren Energieverlust pro Stoß und zweitens der Stoßzahl pro Zeiteinheit umgekehrt proportional. Der mittlere Energieverlust pro Stoß ist gleich $dE_1 = \xi E$, wie aus der Formel

$$E_n = E_0 \, e^{-n\xi}$$

ersichtlich ist, wenn man die Ableitung $\frac{dE_n}{dn}$ bildet und $dn = 1$ setzt.

Die Zahl der Stöße pro Zeiteinheit ist gleich dem Verhältnis der mittleren freien Weglänge λ des Neutrons zur Geschwindigkeit v. Folglich beträgt die Zahl der Neutronen im Energieintervall dE

$$n(E)\,dE = \frac{\lambda}{v}\,\frac{Q}{\xi E}\,dE \sim \frac{dE}{E^{\frac{3}{2}}}.$$

Hier ist Q die Quellenstärke, d. h. die Zahl der Neutronen, die pro Sekunde entstehen.

Der Fluß der Neutronen gegebener Energie durch die Flächeneinheit im Moderator ist gleich

$$nv\,dE = \frac{Q\lambda}{\xi E}\,dE.$$

Wenn die Weglänge des Neutrons nicht von der Energie abhängt, wird

$$nv \sim \frac{1}{E};$$

d. h., der Neutronenfluß ist der Neutronenenergie umgekehrt proportional.

Ist die Weglänge energieabhängig, so nimmt die Abhängigkeit nv von der Energie eine kompliziertere Form an. So wird z. B. in wasserstoffhaltigen Medien bei Energien über 10 keV die Weglänge mit steigender Energie kleiner, da der Streuquerschnitt wächst; der Fluß nv wird daher mit der Energie etwas schwächer als nach dem $\frac{1}{E}$-Gesetz abnehmen.

Wenn im Verlaufe der Bremsung eine Absorption der Neutronen stattfindet, so führt diese offenbar zu einer um so stärkeren Verminderung der Zahl der Neutronen, je geringer deren Energie ist. Eine Neutronenabsorption im Moderator resultiert folglich darin, daß das Spektrum „härter" wird. Man kann sogar den weichen Teil des Spektrums vollkommen aufheben, indem man einen Absorber in den Moderator einbringt. Löst man z. B. eine Borverbindung in Wasser, so nimmt bei kleinen Konzentrationen die relative Anzahl langsamer Neutronen ab, und bei Erhöhung der Konzentrationen bricht das Spektrum bei einer bestimmten Energie, deren Größe mit der Konzentration wächst, vollständig ab.

Nach FERMI [6] kann man das Neutronenspektrum in einem absorbierenden Moderator folgendermaßen ermitteln. Wir bezeichnen mit $q(E)$ den Neutronenfluß längs der E-Achse, d. h. die Zahl der Neutronen, die pro Zeiteinheit das Energieintervall dE passieren. Er ist offensichtlich gleich der Zahl der Neutronen $n(E)$ gegebener Energie, multipliziert mit der Geschwindigkeit der Energieänderung oder dividiert durch die Aufenthaltsdauer in dem gegebenen Energieintervall, d. h.

$$q(E) = n(E)\frac{v\xi}{\lambda E} = \frac{n(E)}{E} v\xi\Sigma. \tag{5.5}$$

Ohne Absorption ist $q(E)$ offensichtlich gleich der Zahl Q der entstehenden primären Neutronen; setzen wir diese einander gleich, so erhalten wir die schon gefundene Verteilung $n(E)$ für den Fall eines nicht absorbierenden Moderators. Findet eine Absorption statt, so wird $q(E)$ mit der Energie abnehmen, und man kann schreiben:

$$dq = \frac{nv}{\lambda_n E} dE = \frac{nv}{\lambda_n} d\varepsilon, \tag{5.6}$$

wo $\varepsilon = \ln E$, $d\varepsilon = \frac{dE}{E}$ und λ_n die Absorptionslänge ist, d. h. die gesamte Weglänge des Neutrons (längs der gebrochenen Linie) bis zur Absorption. Führen wir $\frac{nv}{\lambda} = f$ ein und dividieren die vorhergehende Gleichung durch f, so erhalten wir

$$\xi\frac{df}{f} = \frac{\lambda}{\lambda_n} d\varepsilon = \frac{\sigma_n}{\sigma} d\varepsilon. \tag{5.7}$$

Wenn wir diese Gleichung integrieren und im Auge behalten, daß $f(\varepsilon_0) = \frac{Q}{\xi}$ ist, so erhalten wir

$$\xi \ln\left(\frac{nv}{\lambda}\right) = \xi \ln\left(\frac{Q}{\xi}\right) - \int\limits_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\sigma_n}{\sigma} d\varepsilon$$

oder

$$nv = \frac{Q\lambda}{\xi} e^{-\frac{1}{\xi}\int\limits_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\sigma_n}{\sigma} d\varepsilon} = \frac{Q}{\xi\Sigma} e^{-\frac{1}{\xi}\int\limits_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\sigma_n}{\sigma} d\varepsilon} \tag{5.8}$$

Würden σ_n und σ nicht von der Energie abhängen, so wäre

$$n v d E = \frac{Q}{\xi \Sigma E} e^{-\frac{1}{\xi} \frac{\sigma_n}{\sigma} (\varepsilon_0 - \varepsilon)} d E = \frac{Q}{\xi \Sigma E} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\sigma_n}{\sigma}} d E . \qquad (5.9)$$

Daraus ist ersichtlich, daß der Fluß der Neutronen mit der Energie E in einem bremsenden und absorbierenden Medium proportional $E^{-\left(1-\frac{\sigma_n}{\sigma}\right)}$ ist, d. h. mit abnehmender Energie schwächer anwächst als in einem nicht absorbierenden Medium, wo er E^{-1} proportional ist.

§ 28. Die Bremsung bei Energien von etwa 1 eV *und weniger*

Bisher haben wir die Abbremsung von Neutronen infolge elastischer Stöße mit den Kernen des Moderators betrachtet, wobei die Kerne als frei angesehen wurden. In kondensierter Materie sind aber die Kerne in Molekülen oder in Kristallgittern gebunden. Offensichtlich kann man sie nur insofern als frei betrachten, als die mittlere Energie, die bei einem Stoß mit Neutronen auf sie übertragen wird, groß ist gegenüber der Bindungsenergie. Da die Bindungsenergie der Atome in Molekülen von der Größenordnung 1 eV ist, entspricht die bisher behandelte Bremsung Neutronen mit Energien über 1 eV. Bei Energien von etwa 1 eV und weniger ist der Bremsprozeß wesentlich verwickelter.

Die Besonderheiten der Neutronenbremsung bei Energien, die vergleichbar sind mit der Bindungsenergie der Atome in Molekülen, hängen vor allem damit zusammen, daß die Energieniveaus eines Moleküls diskret sind; daher kann das Neutron dem Atomkern nur soviel Energie zuführen, wie zur Anregung eines Schwingungs- oder Rotationsniveaus erforderlich ist. Die erste Besonderheit liegt also in der Quantelung der Energieverluste des Neutrons bei kleinen Energien.

Die zweite Besonderheit besteht darin, daß sich der effektive Streuquerschnitt in diesem Bereich in komplizierter Weise mit der Neutronenenergie ändert, da bei Energien des Neutrons, die gleich der Anregungsenergie sind, Resonanzsprünge auftreten. Als Beispiel kann man die von Fermi [7] untersuchte Abhängigkeit des Querschnitts der Neutronenstreuung am Wasserstoffatom im Wassermolekül von der Neutronenenergie anführen. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 131 dargestellt. Es ist zu bemerken, daß die Energie $h\nu$, die der Schwingung längs der Bindungslinie H—O entspricht, etwa 0,4 eV beträgt und senkrecht zu dieser Linie — etwa 0,1 eV.

Wie aus Abb. 131 ersichtlich, erfährt die Streuung sprunghafte Änderungen bei Neutronenenergien, die ein Vielfaches von $h\nu$ betragen. Wird die Neutronenenergie kleiner als $k h\nu$, so kann das k-te Schwingungsniveau nicht angeregt werden, und der Wirkungsquerschnitt nimmt ab. Nähert sich die Energie dem Wert $(k - 1)\, h\nu$, so wächst der Querschnitt erneut an.

Der Wirkungsquerschnitt erleidet also periodische Veränderungen, wobei er jedoch dem Querschnitt der Streuung an freien Protonen nahe bleibt. Aber nicht alle Stöße führen zur Anregung von Molekülschwingungen, und zwar auch dann, wenn die Energie des Neutrons dafür ausreichend ist. Es kann eine Streuung auch ohne Anregung des Moleküls eintreten. Unter diesem Gesichtspunkt kann die Streuung von Neutronen an Kernen, die in Molekülen gebunden sind, als elastisch angesehen werden, wenn sie nicht zu einer Anregung des Moleküls führt, und als unelastisch, wenn das Molekül angeregt wird.

Abb. 131. Der Streuquerschnitt des Neutrons am Wassermolekül nach FERMI

Abszisse: ε — Verhältnis der Neutronenenergie zum Energiequant $h\nu$ der Schwingungen der Wasserstoffatome im Molekül; Ordinate: Verhältnis des Wirkungsquerschnittes zu dem an freien Protonen

In Abb. 131 ist die Änderung sowohl des totalen Querschnitts als auch des Querschnitts der unelastischen Streuung eingezeichnet. Man darf die unelastische Molekülstreuung der Neutronen nicht mit der unelastischen Kernstreuung verwechseln, bei der nicht die Moleküle, sondern die Kerne angeregt werden, und bei der die Anregungsenergie etwa das Millionenfache beträgt.

Ist die Energie des Neutrons kleiner als die Energie des ersten Schwingungsniveaus, d. h. $E < h\nu$, so kann eine unelastische Streuung mit Anregung von Molekülschwingungen nicht stattfinden. Bei einer solchen Energie erfolgt nur eine elastische Streuung des Neutrons. Das Molekül zeigt sich dabei als ein einheitliches starres System. Man hat daher nicht die Streuung des Neutrons an einzelnen Atomen, sondern am Molekül als Ganzem zu betrachten. Infolgedessen nimmt erstens der mittlere Energieverlust des Neutrons pro Stoß ab, da die Masse des Moleküls größer ist als die Masse des Atoms, und zweitens wird der Streuquerschnitt größer. So erreicht der Streuquerschnitt bei geringer Energie des Neutrons für Wasserstoff in Wasser oder Paraffin das Vierfache des Querschnittwertes für freie Protonen, d. h. etwa 80 barn pro Wasserstoffatom.

In Abb. 132 sind die Meßergebnisse für den Querschnitt der Streuung langsamer Neutronen an Wasserstoff in verschiedenen Verbindungen angegeben.

Der allgemeine Charakter in der Änderung des Querschnitts ist für alle Verbindungen der gleiche, und er entspricht vollkommen den theoretischen Vorhersagen von FERMI.

Die dritte Besonderheit der Abbremsung bei kleinen Energien besteht darin, daß die Streuung im Unterschied zur Streuung an freien Kernen anisotrop ist. Da die Bindungen der Atome im Molekül in verschiedenen Richtungen verschieden sind, hängt auch die Streuwahrscheinlichkeit von der Streurichtung ab. So ist z. B. zur Anregung des ersten Schwingungsniveaus längs der Linie O—H im Paraffin eine Energie von 0,4 eV erforderlich und in senkrechter Richtung 0,10—0,12 eV. Folglich ist die Neutronenstreuung an Molekülen

Abb. 132. Der Streuquerschnitt langsamer Neutronen an Wasserstoff in verschiedenen Verbindungen

●— H_2 (Gas), × — gasförmiges n-Butan, ○ — H_2O

nicht kugelsymmetrisch in Schwerpunktskoordinaten. Abgesehen davon, tritt eine Änderung der Winkelverteilung der gestreuten Neutronen sogar bei Erhaltung der Kugelsymmetrie der Streuung in Schwerpunktskoordinaten ein, und zwar wegen der Änderung der Masse des streuenden Zentrums (Molekül anstatt des Atoms). So kann z. B. bei der Streuung von Neutronen an freien Protonen der Streuwinkel nicht größer als 90° sein, an Protonen in Molekülen dagegen kann er einen beliebigen Wert — bis zu 180° — haben.

Alle diese Besonderheiten komplizieren den Bremsprozeß für Neutronen mit Energien von etwa 1 eV und darunter so sehr, daß seine Berechnung, insbesondere die Berechnung des Neutronenspektrums, in diesem Bereich praktisch unmöglich ist. Jedenfalls ist offensichtlich, daß bis zu Energien von der Größenordnung 0,1 eV, d. h. bis zu Energien, die den Schwingungsniveaus

entsprechen, der Charakter des Energieaustausches zwischen Neutronen und Kernen sich nur durch die Quantelung des Energieverlustes von dem des Energieaustausches mit freien Kernen unterscheidet. Man kann davon ausgehen, daß sich die Intensität des Bremsprozesses in diesem Energiebereich nicht wesentlich ändert.

Bei Energien, die kleiner sind als die Energien der Schwingungsniveaus, ist der Energieaustausch zwischen den Neutronen und Kernen einerseits erschwert, und zwar infolge der größeren Masse des Moleküls im Vergleich zur Masse des freien Kerns, andererseits jedoch etwas erleichtert wegen der Vergrößerung des Streuquerschnitts. In Paraffin und Wasser heben sich diese beiden Faktoren annähernd gegenseitig auf, so daß auch in diesem Energiebereich das Bremsvermögen keine krasse Veränderung erfährt.

Elastische Stöße zwischen Neutronen und Molekülen sind mit einem Energieaustausch zwischen ihnen verbunden, wobei das Molekül so lange als frei betrachtet werden kann, wie die vom Neutron auf dieses übertragene Energie groß ist im Vergleich zur Energie, die den ersten Niveaus der Wärmeschwingung des Moleküls im Kristallgitter entspricht. Mit anderen Worten, das Molekül kann als frei angesehen werden, solange die Energie des Neutrons von der Größenordnung kT ist, wobei die Temperatur T nicht sehr klein sein darf. Bei Neutronenenergien, die tiefen Temperaturen entsprechen, muß man den die Bremsung einschränkenden diskreten Charakter des Energieaustausches zwischen den Neutronen und dem Molekül berücksichtigen. Die Bremsung von Neutronen in kristallinen Körpern bei tiefen Temperaturen wurde von Pomerantschuk [8] behandelt. Er zeigte z. B., daß in kristallinem Wasser die Neutronen nicht das thermische Gleichgewicht erreichen können, wenn die Temperatur des Wasserstoffs unter 30° K liegt, da der Querschnitt der unelastischen Streuung mit Anregung von Wärmeschwingungen des Gitters klein wird, was den Energieaustausch zwischen dem Neutron und dem Gitter erschwert; das Neutron wird daher eingefangen, bevor es das thermische Gleichgewicht mit dem Medium erreicht hat.

Bei gewöhnlichen Temperaturen kann in Stoffen mit kleinem Einfangquerschnitt das thermische Gleichgewicht zwischen den Neutronen und dem Moderator erreicht werden, da sich das Bremsvermögen der Stoffe bei Abnahme der Neutronenenergie nicht sehr stark ändert. Dem thermischen Gleichgewicht entspricht bekanntlich eine Maxwellsche Energieverteilung der Teilchen. Man hat daher zu erwarten, daß auch das Spektrum der Neutronen, die das thermische Gleichgewicht mit dem Medium erreichten, dem Maxwellschen sehr nahe ist. Ein vollständiges Zusammenfallen des Neutronenspektrums mit dem Maxwellschen darf man jedoch nicht erwarten, da der Einfangquerschnitt für Neutronen gewöhnlich dem $\frac{1}{v}$-Gesetz folgt, wodurch das Maxwellsche Spektrum gestört wird. Außerdem muß im Spektrum der thermischen Neutronen immer ein Überschuß an schnellen Neutronen vorhanden sein, da thermische Neutronen auf dem Wege der Abbremsung entstehen. Offensichtlich ist die Übereinstimmung des Spektrums der thermischen Neutronen mit dem Maxwellschen Spektrum um so besser, je größer die Lebensdauer der

thermischen Neutronen ist, d. h., je geringer der Einfangquerschnitt für thermische Neutronen ist.

Die MAXWELLsche Energieverteilung hat die Form

$$N(E)\,dE = A\,\frac{E^{\frac{1}{2}}}{(kT)^{\frac{3}{2}}}\,e^{-\frac{E}{kT}}\,dE,$$

wo T die absolute Temperatur und A eine Konstante ist, die man aus der Bedingung

$$\int_0^\infty N(E)\,dE = Q\tau$$

bestimmen kann, da die Gesamtzahl der Neutronen gleich der Zahl der pro Sekunde entstehenden Neutronen Q, multipliziert mit der Lebensdauer τ, ist.

Setzen wir $N(E)$ ein und führen die Integration aus, so erhalten wir

$$A = 2\sqrt{\pi}\,Q\tau.$$

Folglich ist

$$N(E)\,dE = 2\sqrt{\pi}\,Q\tau\,\frac{\sqrt{E}}{(kT)^{\frac{3}{2}}}\,e^{-\frac{E}{kT}}\,dE$$

im Geschwindigkeitsintervall

$$N(v) = 2\sqrt{\pi}\,Q\tau\,\frac{v^2}{(kT)^{\frac{3}{2}}}\,e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}\,dv,$$

wo $v_0 = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ die wahrscheinlichste Geschwindigkeit darstellt. Im Zusammenhang mit der Anwendung von Flugzeitspektrometern benutzt man häufig die MAXWELL-Verteilung in folgender Form:

$$N(t)\,dt = 2\sqrt{\pi}\,Q\tau\,\frac{1}{t^4(kT)^{\frac{3}{2}}}\,e^{-\frac{t_0^2}{t^2}}\,dt$$

$\left(t_0 = \frac{l}{v_0}\right.$ ist die Flugzeit der Neutronen, die der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit entsprechen$\left.\right)$. Bei normaler Zimmertemperatur ($T = 290°$ K) ist die mittlere Energie $\frac{3}{2}kT$ etwa gleich 0,04 eV. In der Nähe dieses Energiewertes liegt das Maximum der MAXWELL-Verteilung.

Somit ist das Neutronenspektrum im Moderator ohne Zweifel kontinuierlich, es erstreckt sich von der Anfangsenergie der schnellen Neutronen bis zu Energien von etwa 0,001 eV, die dem Schwanz der MAXWELL-Verteilung entsprechen. Im Energiebereich von etwa 1 MeV bis 1 eV kann das Spektrum durch folgende Formel dargestellt werden:

$$N(E)\,dE = \frac{\lambda}{v}\,\frac{Q}{\xi E}\,dE = \lambda\sqrt{\frac{m}{2}}\,\frac{Q}{\xi}\,\frac{dE}{E^{\frac{3}{2}}}.$$

Im Energiebereich von 1 bis 0,1 eV schließt sich dieses Spektrum an den Schwanz der MAXWELL-Verteilung an.

Experimentelle Untersuchungen des Spektrums der Neutronen, die aus dem Moderator austreten, wurden öfters durchgeführt, und zwar sowohl mit Hilfe von Zyklotronflugzeitspektrometern als auch mit Hilfe von Kristallmonochromatoren.

In Abb. 133 ist das Spektrum der Neutronen dargestellt, die aus einer 6,8 cm dicken Paraffinplatte austreten, wenn man diese in der Nähe des Berylliumtargets eines Zyklotrons anordnet und das Target mit Deuteronen

Abb. 133. Das Spektrum langsamer Neutronen in einer Paraffinschicht (Dicke 6,8 cm). Das Spektrum wurde gemessen mit Hilfe eines Selektors mit moduliertem Zyklotron. Die ausgezogene Kurve stellt die MAXWELL-Verteilung bei $T = 390°$ K dar

bombardiert [9]. Im Berylliumtarget entstehen schnelle Neutronen mit Energien von einigen Megaelektronenvolt. Ein Teil von ihnen fällt auf die Paraffinplatte und wird bis zu thermischen Energien abgebremst. Die Paraffinplatte emittiert daher ein kontinuierliches Neutronenspektrum, wobei sich die Neutronenenergie von der Anfangsenergie bis zu thermischen Energien erstreckt. In Abb. 133 ist auf der Abszisse die Flugzeit des Neutrons von der Quelle bis zum Detektor aufgetragen; außerdem ist eine Energieskala angebracht, die in Richtung zum Koordinatenursprung hin größere Werte der Neutronenenergie aufweist. Auf der Ordinatenachse ist die Zahl der Neutronen aufgetragen, die gleichen Flugzeitintervallen entspricht. Die Punkte geben die Meßergebnisse wieder, die ausgezogene Kurve die MAXWELL-Verteilung. Ein Vergleich der Kurve mit den Meßpunkten zeigt, daß das wirkliche Neutronenspektrum im thermischen Bereich ziemlich gut mit dem MAXWELLschen zusammenfällt. Im Bereich kleiner Flugzeiten, d. h. großer Energien, ergibt sich, wie auch zu erwarten war, ein Neutronenüberschuß

gegenüber der MAXWELL-Verteilung, während im thermischen Bereich die experimentellen Punkte gut auf der Kurve liegen. Die Kurve entspricht indessen aber nicht der wirklichen Temperatur der Paraffinplatte (ungefähr 290° K), sondern einer höheren Temperatur von 390° K. Dies zeigt, daß ein ideales thermisches Gleichgewicht zwischen den Neutronen und dem Paraffin im vorliegenden Fall nicht existiert, daß das Spektrum merklich entstellt ist gegenüber dem der wirklichen Temperatur entsprechenden MAXWELLschen Spektrum, daß die Störungen jedoch ziemlich gleichförmig sind, so daß das MAXWELLsche Spektrum bei einer höheren Temperatur gut mit dem beobachteten übereinstimmt. Das Spektrum der Neutronen, die unter gleichen Bedingungen aus einer dünneren Paraffinplatte (3,2 cm dick) austreten, ist

Abb. 134. Das Spektrum von Neutronen aus der thermischen Säule eines Reaktors, gemessen mit Hilfe eines Kristallspektrometers
—— $T = 300°K$, - - - $T = 380°K$, ● — Meßwerte

noch „wärmer“, d. h., es entspricht einer MAXWELL-Verteilung bei noch höherer Temperatur, und zwar 430° K. Die relative Anzahl schneller, überthermischer Neutronen ist in diesem Spektrum auch größer als im vorhergehenden.

Das auf gleiche Flugzeitintervalle bezogene Neutronenspektrum im Energiebereich oberhalb 1 eV sollte sich durch eine horizontale Gerade darstellen lassen. In Abb. 133 liegen die experimentellen Werte bei kleinen Flugzeiten auch tatsächlich auf einer horizontalen Gerade, d. h., die theoretisch vorhergesagte Form des Spektrums entspricht in diesem Bereich der Wirklichkeit.

In Abb. 134 ist das Neutronenspektrum in einer sogenannten thermischen Säule eines Kernreaktors dargestellt [10]. Die thermische Säule stellt ein großes Graphitprisma dar, in dem langsame Neutronen diffundieren. Das Spektrum wurde durch Reflexion der Neutronen an einem Kristall unter

verschiedenen Winkeln bestimmt. Jedem Reflexionswinkel entspricht nach dem BRAGGschen Gesetz eine bestimmte Wellenlänge und damit eine bestimmte Energie der Neutronen. In Abb. 134 ist auf der Abszissenachse der Einfallswinkel des Bündels zur reflektierenden Ebene aufgetragen sowie eine Skala der Neutronenenergien, auf der Ordinatenachse die Zahl der Neutronen, die vom Detektor pro Zeiteinheit registriert werden. Die Punkte stellen die Meßergebnisse dar, die Kurven die MAXWELL-Verteilung für 300 und 380° K. Im Bereich großer Winkel, d. h. kleiner Energien, sind die Meßergebnisse stark gestört durch Reflexionen höherer Ordnung. Ihnen entspricht eine kleinere Wellenlänge, d. h. eine größere Energie. Wenn diese Energie in den Bereich des Maximums der MAXWELL-Verteilung fällt, so erweist sich die Beimischung von Reflexionen höherer Ordnung als wesentlich. In Abb. 134 sollte man daher nur dem linken, kurzwelligen Teil des Spektrums Beachtung schenken. In diesem Teil stimmen die experimentellen Werte befriedigend mit den Kurven überein, wobei sie mehr in Nähe der Kurve liegen, die einer Temperatur von 380° K entspricht.

In Abb. 65 ist das Spektrum der Neutronen dargestellt, die aus einem tiefen Loch in einem Reaktor mit schwerem Wasser als Moderator austreten. Dieses Spektrum wurde ebenfalls durch Reflexion der Neutronen an einem Kristall gewonnen. Als Neutronenquelle dienten in diesem Fall die Moderatorschichten, die sich unweit von den Uranstäben befinden. Daher findet man im Neutronenspektrum neben der thermischen Gruppe eine Gruppe überthermischer Neutronen mit Energien von etwa 1 eV und mehr. Auf der Abszissenachse in Abb. 65 ist die Neutronenenergie in logarithmischem Maßstab aufgetragen, auf der Ordinatenachse die Zahl der Neutronen, die vom Bordetektor registriert werden (BF_3-Zählrohr). Die Punkte stellen die Meßergebnisse dar, die ausgezogene Kurve die MAXWELL-Verteilung für 400° K. Die wirkliche Temperatur des schweren Wassers im Reaktor liegt natürlich unter 400° K, da diese ja höher ist als der Siedepunkt des Wassers. Somit ist die effektive Temperatur des Neutronenspektrums auch in diesem Fall höher als die wirkliche Temperatur des Moderators. Im Energiebereich von etwa 1 eV und mehr entspricht das gemessene Spektrum, wie auch zu erwarten war, ziemlich gut dem $\frac{1}{E}$-Gesetz.

Die effektive Temperatur des Spektrums der Neutronen, die man aus einem Uran-Graphit-Reaktor bei verschiedenen Filterungsbedingungen erhält, wurde von FERMI und MARSHALL [11] gemessen, und zwar nach der Methode der Absorption im Bor. Das Wesen dieser Methode besteht darin, daß man den Absorptionsquerschnitt im Bor für die untersuchten Neutronen mit dem Absorptionsquerschnitt für Neutronen vergleicht, deren Geschwindigkeit 2200 m/sec entspricht, was der Energie kT bei normaler Temperatur (293° K) gleichkommt. Der letztere Querschnitt wird von den Autoren auf Grund eigener Messungen zu 703 barn angenommen. Da der Einfangquerschnitt des Bors proportional $\frac{1}{v}$ verläuft, kann man durch Vergleich der Querschnitte die mittlere effektive Geschwindigkeit und folglich auch die Energie

und die effektive Temperatur der Neutronen im untersuchten Spektrum ermitteln. Man muß dabei nur berücksichtigen, daß bei der Filterung der Neutronen eines kontinuierlichen Spektrums durch die Borschicht das Spektrum verzerrt wird. Die Art und Weise, nach der diese Verzerrungen des Spektrums berücksichtigt werden kann, ist von BETHE [12] angegeben worden; sie wird allgemein bei der Berechnung der Energie benutzt, wenn diese nach der Methode der Absorption im Bor bestimmt wird.

Meßergebnisse für die effektive Temperatur der Neutronen aus Quellen verschiedener Art sind in Tab. 21 aufgeführt.

Tabelle 21. Die effektive Temperatur des Spektrums verschiedener Neutronenquellen

	Neutronenquellen	Absorber	Querschnitt in barn	Effektive Temperatur in °K
1	Ein Bündel von der Oberfläche der thermischen Säule eines Reaktors ..	BF_3-Gas	855	198
2	Ein Bündel nach Durchgang einer Paraffinschicht von 3,7 cm Dicke ..	BF_3-Gas	598	408
3	Ein Bündel nach Durchgang durch 6,6 cm schweren Wassers bei 33,7° C	BF_3-Gas	710	288
4	Ein Bündel nach Durchgang einer 22 cm dicken Graphitschicht	Pyrex-plate	2800	18,4
5	Ein Bündel aus einer Öffnung von 125 cm Tiefe und 10×10 cm² im Querschnitt in der thermischen Säule	BF_3-Gas	701	293
6	Ein Bündel aus einem „schwarzen Loch“ in der thermischen Säule (Abmessungen des Hohlraumes $10 \times 10 \times 22$ cm³)	BF_3-Gas	755	255

Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, ändert sich die effektive Temperatur sehr stark in Abhängigkeit von den Bedingungen, unter denen man das Neutronenbündel erzeugt.

Im ersten Fall dient als Quelle die Oberfläche einer thermischen Säule, die eine 2 m dicke Graphitschicht darstellt, welche in die Schutzwand des Reaktors eingelassen ist und bis an die aktive Zone reicht. Die schnellen Neutronen aus dem aktiven Volumen des Reaktors erreichen nicht die Oberfläche der thermischen Säule, nur thermische Neutronen können bis dahin diffundieren. Die Diffusionsbedingungen sind jedoch verschieden für die verschiedenen Bereiche des Spektrums. Es ist bekannt [13], daß bei Neutronenwellenlängen um 7 Å eine plötzliche Änderung des Streuquerschnitts der Neutronen im Graphit von 4,05 auf 0,70 barn eintritt, und zwar infolge des Verschwindens kohärenter Streuung, sobald die Wellenlänge den doppelten

Wert der Gitterkonstante (6,69 Å) übertrifft. Langsame Neutronen mit großen Wellenlängen, wie sie dem Schwanz der MAXWELL-Verteilung entsprechen, diffundieren bei gewöhnlichen Temperaturen wesentlich besser zur Oberfläche der Graphitsäule. Das Spektrum der Neutronen, die von dieser Oberfläche emittiert werden, ist daher an langsamen Neutronen angereichert, und die effektive Temperatur 198° K liegt wesentlich unter der wirklichen Temperatur des Graphits (ungefähr 30° C = 303° K).

Der zweite Fall unterscheidet sich vom ersten nur dadurch, daß das Neutronenbündel zusätzlich durch 3,7 cm Paraffin geschickt wird. Dadurch steigt die effektive Temperatur auf 408° K, weil im Paraffin sowohl der Streu- als auch der Einfangquerschnitt für Neutronen mit abnehmender Energie ansteigt. Folglich werden langsame Neutronen stärker gestreut, und sie verschwinden schneller aus dem Bündel (die Absorption spielt eine geringere Rolle als die Streuung). Das Spektrum wird daher relativ an schnelleren Neutronen angereichert, was zur starken Erhöhung der effektiven Temperatur führt.

Im dritten Fall wurde an Stelle des Paraffins schweres Wasser in den Bündelgang gebracht. In diesem ist der Streuquerschnitt für langsame Neutronen auch größer als für schnelle, und infolgedessen erhöht sich die effektive Temperatur der Neutronen von 198 auf 288° K.

Der vierte Fall illustriert die Eigenschaften des Graphits als Filter. Das Bündel wird durch 22 cm Graphit geschickt, in dem praktisch alle schnellen Neutronen mit Wellenlängen unter 7 Å eine Streuung erleiden und aus dem Bündel ausscheiden. Die hindurchgehenden Neutronen aber haben eine sehr tiefe effektive Temperatur von 18° K.

Die Fälle fünf und sechs entsprechen dem Spektrum der Neutronen, die aus einer Höhlung in der thermischen Säule austreten. Der tiefe Hohlraum in der Säule hat Ähnlichkeit mit einem schwarzen Körper, der ein Gleichgewichtsspektrum emittiert. Im fünften Fall fällt die effektive Temperatur mit der wirklichen Temperatur des Graphits zusammen. Im Fall sechs liegt sie etwas tiefer wegen der ungenügenden Tiefe des Hohlraums und wegen des Einflusses der Filterung durch dicke Schichten.

Die angeführten Beispiele der Neutronenspektren in Moderatoren zeigen, daß sich zwischen den Neutronen und dem Moderator wirklich ein thermisches Gleichgewicht einstellt und daß das Neutronenspektrum ein ausgeprägtes Maximum bei Energien von etwa kT hat. Jedoch sowohl die Lage des Maximums als auch die gesamte Form des Spektrums hängen von den Bremsbedingungen und der Konfiguration des Moderators ab. In Moderatoren mit nicht allzu kleinem Einfangquerschnitt, wie z. B. Paraffin und Wasser, ist selbst bei dicken Schichten die effektive Temperatur höher als die wirkliche. In dicken Schichten schwach absorbierender Moderatoren liegt die effektive Neutronentemperatur sehr nahe bei der wirklichen. In dünnen Schichten des Moderators ist selbst bei sehr kleinem Einfangquerschnitt die effektive Neutronentemperatur erhöht.

Schickt man das Neutronenbündel durch eine polykristalline Substanz vom Typ des Graphits, so wird die effektive Temperatur sehr stark absinken, da

der kurzwellige Teil des Spektrums aus dem Bündel ausscheidet und der langwellige „kalte" Anteil erhalten bleibt.

Die mittlere Energie thermischer Neutronen ist daher nicht einfach gleich $\frac{3}{2} kT$, sie ist vielmehr eine experimentell beeinflußbare Größe.

§ 29. Die räumliche Verteilung und Diffusion der Neutronen

Die räumliche Verteilung der Neutronen ist wesentlich für die Berechnung und Projektierung verschiedener Geräte, in denen sowohl schnelle als auch langsame Neutronen wirken. Sie ist durch den Charakter der Wechselwirkung zwischen den Neutronen und dem Medium gegeben und gestattet, einige Konstanten der Wechselwirkung zu bestimmen, wie z. B. Weglängen, Streu- und Einfangquerschnitte und Lebensdauer der Neutronen in dem Medium usw.

In allen der Realität entsprechenden Fällen sind die primären Neutronen, d. h. die Neutronen, die unmittelbar in der Quelle entstehen, schnelle Neutronen mit Energien von der Größenordnung 100 keV oder MeV. Beim Durchgang durch Materie werden diese schnellen Neutronen vielfach gestreut, und sie bewegen sich längs einer komplizierten Zickzacklinie, wie sie aus der Brownschen Bewegung bekannt ist. Die Ausbreitung der Neutronen in einem Medium ist daher der Diffusion einer schwachen Lösung in einem Lösungsmittel analog. Wenn sich die Neutronen in einer schweren Substanz, z. B. in Blei, ausbreiten und ihre Energie zur unelastischen Streuung nicht ausreicht, so tritt praktisch keine Bremsung ein. In diesem Fall stellt sich die räumliche Verteilung der Neutronen nach den relativ einfachen Diffusionsgesetzen ein, wenn die Abmessungen des Mediums groß sind im Vergleich zur mittleren freien Weglänge des Neutrons und die Verteilung stationär ist, d. h. sich zeitlich nicht ändert.

Wenn sich die Neutronen in einem leichten Stoff ausbreiten, so ist die räumliche Ausbreitung mit einer Bremsung verbunden, durch welche die Neutronen an Energie verlieren und infolgedessen sich auch der Charakter ihrer Wechselwirkung mit dem Medium verändern kann. So z. B. ändert sich mit der Energie der Streuquerschnitt der Neutronen im Wasserstoff, und folglich ändert sich auch die freie Weglänge der Neutronen in einem wasserstoffhaltigen Medium. Tritt keine Änderung der Weglänge ein, so unterscheidet sich die Ausbreitung der Neutronen in dem bremsenden Medium von einer einfachen Diffusion dadurch, daß neben der räumlichen Ausbreitung eine ununterbrochene spektrale Veränderung der Neutronen stattfindet, eine „Diffusion längs der Energieachse". Wenn uns nicht die Verteilung aller Neutronen insgesamt interessiert, sondern nur die einer bestimmten spektralen Gruppe, so hat man neben den Gesetzen der räumlichen Diffusion auch das Gesetz der Energieverluste zu berücksichtigen, was in diesem Fall das Problem der räumlichen Verteilung kompliziert. Dieses Problem wurde in allgemeiner Form von Fermi formuliert. Die räumliche und spektrale Verteilung der Neutronen muß der Fermischen Differentialgleichung [6] genügen:

$$\Delta q(r\tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} q(r\tau),$$

wo $q(r, \tau)$ die Verteilungsfunktion ist, r eine räumliche Koordinate und $\tau = Dt$ das sogenannte „Alter“ des Neutrons, das gleich dem Produkt der seit Entstehung des Neutrons vergangenen Zeit t und des Diffusionskoffizienten D ist.

Das „Alter“ τ des Neutrons hängt von den Energieverlusten ab. Wenn die Weglänge des Neutrons nicht von der Energie abhängt, so ist

$$\tau = a \ln \frac{E_0}{E},$$

wo

$$a = \frac{\lambda^2}{3\xi\left(1 - \frac{2}{3A}\right)}.$$

Für den allgemeinen Fall gilt:

$$\tau = \int\limits_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\lambda^2(\varepsilon)}{3\xi\left(1 - \frac{2}{3A}\right)} d\varepsilon = \int D dt,$$

wo $\varepsilon = \ln E$.

Die FERMIsche Gleichung ist der bekannten Wärmeleitungsgleichung mathematisch äquivalent. Die räumliche und „altersmäßige“ Verteilung der Neutronen ist daher der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Temperatur analog.

Aus der Vielzahl der möglichen Verteilungen wollen wir nur die einfachsten stationären Verteilungen behandeln.

Untersuchen wir zunächst die Neutronenverteilung um eine Punktquelle. Wenn diese Quelle pro Sekunde Q Neutronen mit einer Energie E_0 emittiert und sich im Vakuum befindet, so breiten sich die Neutronen mit der Geschwindigkeit v_0 frei aus, und ihr Fluß durch eine Kugelfläche mit beliebigem Radius r ist gleich $n v_0 4\pi r^2 = Q$. Ihre räumliche Dichte ist daher gleich

$$n = \frac{Q}{4\pi r^2 v_0},$$

d. h. umgekehrt proportional zum Quadrat des Radius. Die Zahl der Neutronen in einer Kugelschale der Dicke 1 ist gleich

$$f = 4\pi r^2 n = \frac{Q}{v_0},$$

d. h., sie hängt nicht vom Radius der Kugel ab.

Nehmen wir nun an, daß sich die Neutronen der Punktquelle nicht im Vakuum, sondern in einem Moderator ausbreiten. Infolge von Stößen mit Kernen des Moderators verlieren die Neutronen Energie und werden langsamer. Wenn wir nun die räumliche Verteilung der primären Neutronen mit der Energie E_0 betrachten, so erhalten wir für ihre Anzahl in der Kugelschale eine exponentiell abfallende Größe

$$f = \frac{Q}{v_0} e^{-\frac{r}{\lambda}},$$

wo λ die mittlere Weglänge ist. Die Dichte der primären Neutronen im Moderator ergibt sich offensichtlich aus der Gleichung

$$n = \frac{Q}{4\pi r^2 v_0} e^{-\frac{r}{\lambda}} = \frac{B}{r^2} e^{-\frac{r}{\lambda}}.$$

Wenn sich die sekundären Neutronen ohne Streuung in der gleichen Richtung ausbreiten würden wie die primären, so wäre ihre Anzahl in der Kugelschale gleich

$$f_2 = A\left(1 - e^{-\frac{r}{\lambda}}\right),$$

wo A eine Konstante ist, die von Q und den Geschwindigkeiten v_0 und v_1 abhängt. In Wirklichkeit jedoch breiten sich die sekundären Neutronen erstens in jeder beliebigen Richtung aus, zweitens aber erleiden sie Stöße mit den Kernen des Moderators und hören folglich auf, sekundäre Neutronen zu sein. In großen Abständen von der Quelle muß daher die Anzahl der sekundären Neutronen gegen Null gehen. Folglich tritt an Stelle einer monoton gegen einen Sättigungswert strebenden Kurve vom Typ $\left(1 - e^{-\frac{r}{\lambda}}\right)$ eine Kurve, die bei gewissem Wert r, der von der Größenordnung der mittleren freien Weglänge ist, ein Maximum aufweist. Es ist offensichtlich, daß für Neutronen beliebiger Energie zwischen der Anfangsenergie E_0 und thermischer Energie die Verteilung auf Kugelschalen durch eine derartige Kurve dargestellt wird.

Diese Verteilung findet man durch Lösung der FERMIschen Gleichung. Für eine monochromatische Punktquelle mit der Intensität von Q Neutronen pro Sekunde wird die Verteilung der Neutronen mit dem Alter τ durch die Fehlerfunktion beschrieben:

$$q(r\tau) = \frac{Q}{(4\pi\tau)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{r^2}{4\tau}}$$

(die Quelle liegt im Koordinatenursprung), die um so breiter ist, je größer τ wird.

Die Zahl der Neutronen in einer Kugelschale der Dicke 1 ist also gleich

$$f(r) = \frac{Q r^2}{\sqrt{4\pi}\, \tau^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{r^2}{4\tau}},$$

woraus folgt, daß die Verteilungsfunktion in Umgebung der Quelle gleich Null ist (bei $\tau \neq 0$), dann anwächst, im Abstand $r = 2\sqrt{\tau}$ ihr Maximum erreicht und schließlich im Unendlichen wieder verschwindet.

Das mittlere Quadrat des Abstandes der Neutronen von der Quelle hängt von ihrem „Alter“ ab. Für die angegebene Verteilung ist das mittlere Quadrat des Abstandes $\overline{R^2}$ gleich

$$\overline{R^2} = \frac{\int\limits_0^\infty r^2 e^{-\frac{r^2}{4\tau}} r^2\, dr}{\int\limits_0^\infty e^{-\frac{r^2}{4\tau}} r^2\, dr} = 6\tau,$$

d. h., das Alter des Neutrons τ ist gleich dem Quadrat der Bremslänge L.

Die Kurven, die die Abhängigkeit der Zahl moderierter Neutronen in der Kugelschale um die Punktquelle als Funktion des Radius der Kugelschale angeben, werden oft als Bjerge-Wescott-Kurven bezeichnet. Diese Kurven können mit Leichtigkeit experimentell ermittelt werden. Dazu wird die Punktquelle (schneller) Neutronen in einen großen Moderatorblock eingebracht, z. B. in einen Behälter mit Wasser, und die Neutronendichte wird an verschiedenen Stellen mit Hilfe eines radioaktiven Indikators oder eines anderen Neutronennachweismittels gemessen. Die Aktivierung radioaktiver Indikatoren erfolgt gewöhnlich durch thermische und Resonanzneutronen. Wenn der Indikator von einer Cadmiumfolie umgeben ist, werden die thermischen

Abb. 135. Neutronenverteilung in Kugelschalen um eine Ra + Be-Quelle in Wasser
Abszisse: Abstand von der Quelle in cm; Ordinate: Zahl der Neutronen in einer Kugelschale. Es sind die Kurven für verschiedene Neutronengruppen angegeben: J, A + B, C, D

Neutronen vom Cadmium absorbiert, und er wird nur durch Resonanzneutronen mit bestimmter Energie aktiviert. Die Aktivierung des Indikators ist in diesem Fall offensichtlich proportional der Dichte der Resonanzneutronen an der entsprechenden Stelle des Moderators, und die Abhängigkeit der Aktivität vom Abstand r zwischen der Quelle und dem Indikator drückt die Abhängigkeit der Dichte der Resonanzneutronen vom Abstand r aus. Die Messungen zeigen, daß die Dichteverteilung der Resonanzneutronen in der Umgebung einer Punktquelle durch eine Kurve dargestellt wird, die der Gaussschen Fehlerkurve sehr ähnlich ist. Um die Zahl der Neutronen in den Kugelschalen als Funktion von r auszudrücken, multipliziert man die gemessene Aktivität mit r^2 und trägt das Ergebnis als Funktion von r auf.

In Abb. 135 sind Kurven der Neutronenverteilung auf Kugelschalen in Wasser nach Fermi und Mitarbeitern angegeben [14]. Die Neutronenquelle befand sich im Mittelpunkt eines Wasserbehälters von 90 cm Durchmesser und 95 cm Tiefe. Als Neutronenquelle diente ein Ra + Be-Präparat, das ein

kontinuierliches Spektrum schneller Neutronen emittiert. Gemessen wurde die Aktivität der Indikatoren, die sich in verschiedener Entfernung von der Neutronenquelle befanden. Die einzelnen Kurven entsprechen verschiedenen radioaktiven Indikatoren. Jeder dieser Indikatoren registriert eine bestimmte Gruppe von Neutronen. Je kleiner die Energie der Gruppe der Resonanzneutronen ist, desto weiter ist die Verteilungskurve zu größeren r-Werten hin verschoben. Dies ist auch plausibel, da bei einer gegebenen Anfangsenergie der Neutronen die mittlere Vorwärtsbewegung im Bremsprozeß um so größer ist, je kleiner die Endenergie und je größer folglich die Zahl der Stöße ist, die das Neutron im Verlaufe der Bremsung erleidet. Dies entspricht vollkommen der theoretischen Formel für das mittlere Quadrat der Entfernung von der Quelle

$$\overline{R^2} = 6\tau = 6a \ln \frac{E_0}{E} = \frac{2\lambda^2}{\xi\left(1 - \frac{2}{3A}\right)} \ln \frac{E_0}{E}.$$

Da $\ln \frac{E_0}{E}$ mit abnehmender Endenergie E wächst, vergrößert sich auch das Quadrat der Entfernung.

Grundsätzlich kann man an Hand der experimentell ermittelten Werte für $\overline{R^2}$ die Energie der Resonanzneutronen bestimmen. Ein derartiger Versuch wurde von FERMI und seinen Mitarbeitern unternommen. Die quantitativen Ergebnisse einer solchen Energiebestimmung sind sehr ungenau, da $\overline{R^2}$ nur wenig von E abhängt. Die qualitativen Folgerungen indessen, wie die einzelnen Indikatoren nach wachsender Resonanzenergie einzuordnen sind, wurden von FERMI auf Grund dieser Kurven sehr überzeugend gezogen, und andere Versuche bestätigten die Richtigkeit dieser Schlußfolgerungen. Es ist offensichtlich, daß die Resonanzenergie in der Reihenfolge C, D, A + B, J wächst. Diese Bezeichnung der einzelnen Resonanzgruppen, die von FERMI eingeführt wurden, waren ziemlich lange in der Literatur üblich. Sie bedeuten folgendes:

Gruppe C, Neutronen, die in Cd absorbiert werden (< 0,2 eV);

Gruppe D, Neutronen, die Rh und In aktivieren, welches von Cd umgeben ist (1,4 eV);

Gruppe A, Neutronen, die Ag aktivieren, welches von Cd umgeben ist (5,1 eV);

Gruppe J, Neutronen, die J aktivieren, welches von Cd umgeben ist (20—40 eV).

Auf Grund späterer direkter Messungen sind die Resonanzenergien dieser Gruppen genau bestimmt worden. Sie sind in den Klammern angegeben.

Es ist offensichtlich, daß $\overline{R^2}$ nicht nur von der Endenergie, sondern auch von der Anfangsenergie E_0 des Neutrons abhängt. Für wasserstoffhaltige Moderatoren ist diese Abhängigkeit sogar stärker ausgeprägt, da die Weglänge in ihnen mit der Neutronenenergie stark anwächst. So beträgt sie in Paraffin und Wasser 0,2 cm für thermische Neutronen und 4 cm für Neutronen mit Energien von etwa 1 MeV, wobei sie sich zwischen diesen Werten stetig

ändert. Für die Entfernung des Neutrons mit gegebener Energie von der Quelle sind offensichtlich in der Hauptsache die ersten Stöße des Neutrons maßgebend, da dann das Neutron noch eine genügend große Energie und dementsprechend eine große Weglänge hat, während die Vorwärtsbewegung bei den folgenden Stößen immer geringer wird.

Der Abfall der Kurven, die der Neutronenverteilung auf Kugelschalen entsprechen, folgt in großer Entfernung von der Quelle in Paraffin oder Wasser einem Exponentialgesetz, wobei die Steilheit des Abfalls von der Weglänge der primären schnellen Neutronen abhängt. In Abb. 136 ist in halblogarithmischem Maßstab die Kurve der Verteilung thermischer Neutronen in Wasser angegeben, wie sie in der Arbeit [15] bis zu $r = 90$ cm verfolgt wurde. Für $r > 20$ cm verläuft die Kurve fast nach dem Exponentialgesetz.

Abb. 136. Die Verteilung der thermischen Neutronen in Kugelschalen um eine Ra + Be-Quelle in Wasser nach TITTMAN

Im Zusammenhang hiermit wurde eine Methode zur Bestimmung der Neutronenenergie aus dem Verlauf solcher Verteilungskurven vorgeschlagen [16]. Wenn man in einem großen Wasserbehälter oder Paraffinblock eine Quelle monochromatischer schneller Neutronen anordnet und die Verteilungskurve ermittelt, so wird sie um so weiter in den Bereich großer r verschoben sein, je größer die Energie E_0 ist. Insbesondere wird der abfallende Zweig der Kurve eine Neigung haben, die von E_0 abhängt. Wenn man den geradlinigen Teil des abfallenden Zweiges (Abb. 137) auf den Wert Null der Neutronendichte extrapoliert, so ist die Abszisse des Schnittpunktes mit der r-Achse direkt mit E_0 verknüpft. Natürlich ist es praktisch unmöglich, diese Abhängigkeit zu berechnen, man kann aber an Hand einiger Quellen mit bekanntem E_0 eine Eichkurve aufstellen und dann diese Kurve dazu benutzen, um die unbekannten E_0-Werte anderer Quellen zu bestimmen.

Die Verteilung moderierter Neutronen mittlerer Energie in der Nähe einer Punktquelle monochromatischer schneller Neutronen kann somit näherungsweise durch die GAUSSsche Fehlerkurve dargestellt werden, deren Halbwertsbreite

$$2\sqrt{\tau} = 2L$$

beträgt, wo L die Bremslänge ist.

Für eine Quelle willkürlicher Konfiguration wird die Verteilung der moderierten Neutronen offenbar durch Überlagerung von GAUSSschen Verteilungen gewonnen, die jedem einzelnen Punkt der Quelle entsprechen. Auf jeden Fall kann sie als Lösung der FERMIschen Gleichung ermittelt werden, die bestimmten Rand- und Anfangsbedingungen genügt.

In Fällen, in denen die Neutronen nicht gebremst werden, kann ihre räumliche Verteilung offenbar ausschließlich auf Grund der Diffusionsbedingungen bestimmt werden. In der Praxis treten solche Fälle entweder dann auf, wenn sich Neutronen beliebiger Energie, etwa bis zu 1 MeV, in schweren Medien ausbreiten oder thermische Neutronen in beliebigen, nicht allzu stark absorbierenden Medien diffundieren. Im Falle stark absorbierender Medien erleiden die Neutronen offenbar nicht genügend viel Stöße, als daß ihre Ausbreitung in dem Medium als Diffusionsprozeß angesehen werden könnte.

Abb. 137. Verteilungsfunktionen der Neutronen in Wasser für verschiedene Werte der Anfangsenergie E_0. Abszisse: Abstand von der Quelle; Ordinate: Nr^2 ● 1 — Ra + Be; 2 — Y + Be; 3 — RdTh + Be; 4 — Ra + D_2O; 5 — RdTh + D_2O; 6 — Sb + Be

Die Gleichung, welche die Diffusion der Neutronen in einem Medium beschreibt, kann als Spezialfall der FERMIschen Gleichung gewonnen werden. Der Anschaulichkeit halber wollen wir sie aber direkt hinschreiben und untersuchen.

Die Differentialgleichung, welche die Verteilung der in einem Medium diffundierenden Neutronen beschreibt, kann als Bilanzgleichung der Neutronen für ein Volumenelement des Mediums aufgestellt werden. Bezeichnen wir mit $n(r)$ die Neutronendichte im Punkt r, so kann man diese Gleichung in folgender Form hinschreiben:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n + q - \frac{1}{\tau} n .$$

Die zeitliche Änderung $\frac{\partial n}{\partial t}$ der Dichte n setzt sich zusammen aus ihrer Vergrößerung $D \Delta n$ infolge der Diffusion $\left(D = \frac{1}{3} \lambda v\right.$ ist der Diffusionskoeffizient und Δ der LAPLACE-Operator$\left.\right)$, aus ihrer Vergrößerung infolge der Erzeugung von q Neutronen pro Sekunde und cm^3 und aus ihrer Abnahme infolge der Absorption, die der mittleren Lebensdauer τ umgekehrt proportional ist. Wenn nämlich λ_{Einf} die mittlere Weglänge des Neutrons bis zu seinem Einfang ist, so ist $\frac{v}{\lambda_{\text{Einf}}} = \frac{1}{\tau}$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß pro Sekunde

ein Neutron eingefangen wird, und $\frac{n}{\tau}$ die Zahl der Einfangprozesse im Einheitsvolumen. Daß die Änderung der Dichte infolge der Diffusion gleich $D\Delta n$ ist, ergibt sich aus der folgenden einfachen Überlegung. Der Diffusionsfluß der Neutronen stellt sich in Richtung des Vektors grad n ein und ist dem Betrag nach gleich $D \operatorname{grad} n$. Die Dichteänderung im gegebenen Punkt ist bestimmt durch die Divergenz des Flusses, diese ist aber div grad $n = \Delta n$.

Betrachten wir nun die einfachsten stationären Verteilungen, d. h. setzen wir $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. Wir können uns also auf die Anwendung der einfacheren Gleichung

$$D\Delta n + q - \frac{n}{\tau} = 0 \tag{5.10}$$

beschränken.

Die Lösung dieser Differentialgleichung, die den Randbedingungen genügt, gibt die räumliche Verteilung langsamer Neutronen in einem Moderator oder schneller Neutronen in einem schweren Medium an. Wir wollen diese Lösung für einige einfache Fälle untersuchen.

1. Unendlich ausgedehnte ebene Quelle mit der Oberflächendichte q

In diesem Fall ändert sich die Dichte nur in Richtung der Flächennormale. Legen wir die x-Achse längs der Flächennormalen, so ist

$$\Delta n = \frac{d^2 n}{d x^2}.$$

In allen Punkten, die nicht in der Quellebene liegen, ist $q = 0$. Die Gleichung (5.10) nimmt daher folgende Form an

$$\frac{d^2 n}{d x^2} - \frac{1}{D\tau} n = 0.$$

Ihre Lösung lautet

$$n(x) = A e^{-\frac{x}{\sqrt{D\tau}}} = A e^{-\frac{x}{L}}.$$

Die Konstante A kann man aus der Bedingung bestimmen, daß der Neutronenfluß nach beiden Seiten in Nähe der Ebene gleich q ist, d. h.

$$q = 2D \frac{dn}{dx}\bigg|_{x=0} = 2D \frac{A}{L}$$

und daher

$$A = \frac{qL}{2D}$$

und

$$n(x) = \frac{qL}{2D} e^{-\frac{x}{L}}.$$

Somit nimmt die Neutronendichte in weiter Entfernung von der Quellebene nach dem Exponentialgesetz ab. Die Größe $L = \sqrt{D\tau}$ wird als Diffusionslänge bezeichnet. Sie ist gleich dem mittleren Abstand von der Quellebene, der von

diffundierenden Neutronen erreicht wird. Die Diffusionslänge ist eine sehr wichtige Größe, die die Eigenschaften des Mediums charakterisiert, in dem die Neutronen diffundieren. Da sie experimentell relativ leicht bestimmt werden kann, ist es wesentlich, ihren Zusammenhang mit anderen charakteristischen Größen des Mediums im Auge zu behalten. Dieser Zusammenhang wird durch folgende Beziehung ausgedrückt:

$$L^2 = D\tau = \frac{1}{3}\lambda v \tau = \frac{1}{3}\lambda\lambda_{\text{Einf}} = \frac{1}{3}\lambda^2 N.$$

Hier ist λ die mittlere freie Weglänge des Neutrons, die im vorliegenden Fall gleich der Streulänge ist, τ ist die mittlere Lebensdauer des Neutrons, N die mittlere Zahl der Stöße bis zum Einfang, λ_{Einf} der gesamte Weg bis zum Einfang (längs der Zickzacklinie). Insbesondere kann man aus dem experimentell bestimmten Wert von L die Größe λ_{Einf} finden und den kleinen Wert des Einfangquerschnitts $\sigma_{\text{Einf}} = \frac{1}{N_L \lambda_{\text{Einf}}}$ bestimmen, dessen Ermittlung auf andere Art und Weise ziemlich schwierig ist.

Als Beispiel für die Anwendung dieser Lösung sei auf eine ältere Arbeit von Fermi und Mitarbeitern [14] hingewiesen, in der die Diffusionslänge thermischer Neutronen in Paraffin bestimmt wurde. In einem großen Paraffinblock wurde die Quelle schneller Neutronen angeordnet. Um sie herum stellt sich eine bestimmte Verteilung $f(r)$ der thermischen Neutronen ein. Es ist klar, daß in diesem Fall die Verteilung der thermischen Neutronen nicht allein durch die Diffusionsbedingungen bestimmt wird, sondern auch durch die Verteilung der Quellen thermischer Neutronen, d. h. durch die Verteilung der Stoßzentren, an denen der letzte Stoß erfolgt, der notwendig ist, um überthermische in thermische Neutronen zu verwandeln. Wird im Paraffinblock ein flaches Stück Cadmiumblech angeordnet, so absorbiert dieses alle auftretenden thermischen Neutronen, ohne daß die Verteilung der überthermischen Neutronen, d. h. die Quellen der thermischen Neutronen, beeinflußt werden. In der Entfernung x vom Cadmiumblech ändert sich die Dichte der thermischen Neutronen nur infolge der Diffusion thermischer Neutronen aus der Fläche des Blechs. Man kann daher das Cadmiumblech als eine negative Quelle thermischer Neutronen betrachten. Beträgt die Dichte der thermischen Neutronen ohne Blech $f_0(x)$ und die mit Blech $f(x)$, so wird die Differenz

$$n(x) = f_0(x) - f_1(x) = n_0(x)\, e^{-\frac{x}{L}}$$

einem Exponentialgesetz genügen und um das e-fache auf der Länge L abnehmen. Fermi maß die Aktivität eines Detektors mit und ohne Cadmium in verschiedenen Entfernungen und erhielt in der Tat einen exponentiellen Verlauf dieser Differenz, aus der er die Diffusionslänge thermischer Neutronen in Paraffin zu $L = 2{,}1$ cm bestimmte. Da die Weglänge thermischer Neutronen in Paraffin bekannt ist (0,3 cm laut Fermi), kann man leicht jede beliebige Größe bestimmen, die in die obenangeführten Beziehungen eingeht. So ist die Stoßzahl $N = 147$, die Gesamtweglänge bis zum Einfang $\lambda_{\text{Einf}} = 45$ cm, die mittlere Lebensdauer $\tau = 200\,\mu$ sec.

Eine ähnliche exponentielle Verteilung thermischer Neutronen wird sich in dicken Schichten der Reflektoren einstellen, welche die Neutronenreaktoren umgeben. Sehr häufig benutzt man als Reflektor dicke Graphitwände, die nach allen Seiten das aktive Volumen des Reaktors einfassen. Die Innenseite der Graphitwände kann als ebene, näherungsweise homogene Quelle thermischer Neutronen betrachtet werden. Längs der Flächennormale zur Graphitwand wird die Neutronendichte daher um das e-fache auf der Länge L exponentiell abnehmen, wobei L für Graphit etwa einen halben Meter beträgt. Diese Schlußfolgerung ist jedoch nur dann richtig, wenn alle Abmessungen groß sind im Vergleich zu L. Ist die Dicke der reflektierenden Wand von der Größenordnung L, so wird die exponentielle Verteilung gestört.

2. Punktquelle in einem unendlich ausgedehnten Medium

Wir untersuchten bereits die Verteilung der Neutronen in der Nähe einer Punktquelle, wenn sich die Neutronen ungehindert ausbreiten können oder abgebremst werden. Im zweiten Fall bilden sich die thermischen Neutronen in einem großen Volumen, dessen Durchmesser von der Größenordnung der Bremslänge ist. Die Verteilung der Quellen thermischer Neutronen, d. h. die Dichteverteilung der überthermischen Neutronen, gehorcht dem normalen Gesetz der Fehlerverteilung. Die Verteilung der thermischen Neutronen braucht jedoch nicht unbedingt mit der Verteilung ihrer Quellen zusammenfallen. Dies ist nur dann der Fall, wenn die Diffusionslänge der thermischen Neutronen sehr viel kleiner ist als die Bremslänge, wenn also die thermischen Neutronen in der Nähe der Stellen eingefangen werden, wo sie entstehen (wo sie thermisch werden). Diese Bedingung ist näherungsweise für Paraffin und Wasser erfüllt, wo die Diffusionslänge lediglich 2—3 cm beträgt und die Bremslänge von der Größenordnung 10 cm ist. Daher unterscheidet sich die Verteilung thermischer Neutronen in Paraffin und Wasser, wie aus den Kurven ersichtlich ist (vgl. Abb. 135), nur wenig von der Verteilung der Resonanzneutronen.

Ganz anders wird es in dem Fall, wenn die Diffusionslänge der thermischen Neutronen nicht kleiner, sondern größer als die Bremslänge ist. Dieser Fall trifft gerade auf die besten Moderatoren zu, die in Kernreaktoren verwendet werden, wie schweres Wasser, Beryllium und Kohlenstoff (Graphit). In Tab. 22 sind für diese Moderatoren die Diffusionslängen thermischer Neutronen und die Bremslängen bei einer Abbremsung von 3 MeV bis auf 1,44 MeV angegeben (nach Marshak).

Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, übertrifft bei schwerem Wasser die Diffusionslänge die Bremslänge um mehr als eine Größenordnung. Wenn wir uns einen unendlich ausgedehnten Behälter mit schwerem Wasser vorstellen, in dessen Mittelpunkt sich eine Punktquelle schneller Neutronen befindet, so werden sich die überthermischen Neutronen bis zu einem Abstand von der Größenordnung der Bremslänge ausbreiten, wobei ihre Dichte der Fehlerkurve entsprechen wird. Die thermischen Neutronen dagegen werden soweit

diffundieren, daß ihre räumliche Verteilung nur noch schwach von der Verteilung der überthermischen Neutronen abhängen wird, da diese auf ein kleines Volumen konzentriert sind. Mit anderen Worten, in diesem Fall ist die räumliche Verteilung der thermischen Neutronen durch ihre Diffusion gegeben, und die Quelle der thermischen Neutronen kann praktisch als punktförmig angesehen werden. Wir wollen diese Verteilung aufsuchen, indem wir

Tabelle 22. Die Eigenschaften einiger Moderatoren

Moderator	Diffusionslänge in cm	Bremslänge in cm
Wasser	2,77	6,5
Schweres Wasser	170	11
Graphit	50	20

Gleichung (5.10) lösen, und zwar unter der Voraussetzung, daß die Quelle der thermischen Neutronen punktförmig ist und im Koordinatenursprung liegt ($r = 0$).

Für alle Punkte, ausgenommen den Koordinatenursprung, ist $q = 0$. Da wir kugelsymmetrische Bedingungen vor uns haben, führen wir in Gleichung (5.10) Kugelkoordinaten ein und erhalten

$$L^2 \frac{d^2}{dr^2}(rn) - rn = 0.$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung ist

$$rn = A e^{\frac{r}{L}} + B e^{-\frac{r}{L}}.$$

Aus der Bedingung $n(\infty) = 0$ folgt $A = 0$ und

$$rn = B e^{-\frac{r}{L}}.$$

Die Konstante B kann aus der Bedingung

$$\int_0^\infty 4\pi r^2 n\, dr = Q\tau$$

bestimmt werden, die anzeigt, daß die Gesamtzahl der Neutronen im gesamten Volumen, über das integriert wird, gleich dem Produkt aus der Quellstärke Q und der mittleren Lebensdauer τ ist. Somit ergibt sich

$$B = \frac{Q}{4\pi D}, \quad n = \frac{Q}{4\pi D} \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{L}}.$$

Im Unterschied zur Verteilung in der Nähe einer ebenen Quelle tritt hier neben dem Exponentialfaktor noch der Faktor $\frac{1}{r}$ auf, dank dessen die

Neutronendichte schneller mit der Entfernung von der Punktquelle abnimmt. Wenn der Moderator keine Neutronen einfangen würde (unendliche Diffusionslänge), so wäre die Neutronendichte proportional zu $\frac{1}{r}$ und nicht zu $\frac{1}{r^2}$ wie im Fall der freien Neutronenausbreitung von der Quelle. Die Zahl der Neutronen in einer Kugelschale bleibt im Fall der freien Neutronenausbreitung unveränderlich, während sie im Fall der Diffusion proportional zu r wächst (bei $L = \infty$).

In Wirklichkeit ist die Diffusionslänge der Neutronen jedoch immer endlich. Es sei bemerkt, daß sie auch in einem idealen Medium, welches überhaupt keine Neutronen einfängt, endlich sein würde, und zwar infolge des spontanen radioaktiven Zerfalls des Neutrons. Wenn etwa, sagen wir in schwerem Wasser, überhaupt kein Neutroneneinfang stattfinden würde, dann wäre die Diffusionslänge insgesamt nur um das 8,6fache angestiegen. Dies folgt daraus, daß die für schweres Wasser aus der Größe $L = 170$ cm berechnete mittlere Lebensdauer des Neutrons 0,15 sec beträgt, während die mittlere Lebensdauer hinsichtlich des radioaktiven Zerfalls etwa 75mal größer ist. Würde das Neutron nicht eingefangen, sondern könnte es nur zerfallen, so wäre die gesamte Weglänge bis zum Zerfallsort λ_{Einf} um das 75fache angestiegen und die Diffusionslänge um das $\sqrt{75} = 8{,}6$fache. In einem großen Volumen des nichtidealisierten schweren Wassers wird offenbar $\frac{1}{75}$ aller Neutronen nicht eingefangen, sondern zerfallen.

Somit unterscheidet sich die Verteilung diffundierender Neutronen um eine Punktquelle von der GAUSSschen Verteilung der Neutronen, die in der Umgebung einer Punktquelle schneller Neutronen gebremst werden. Da bei kleiner Diffusionslänge die Verteilung der thermischen Neutronen fast mit der GAUSSschen zusammenfällt, wird im allgemeinen Fall die Verteilung um eine Punktquelle schneller Neutronen in einem unendlich ausgedehnten Moderatorblock offensichtlich zwischen diesen beiden Verteilungen liegen und sich mit immer größer werdender Diffusionslänge (im Vergleich zur Bremslänge) dem Ausdruck $n \sim \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{L}}$ nähern.

3. Die Quelle — eine Kugelfläche vom Radius R

Wir wollen zunächst die Verteilung im Innern der Kugel aufsuchen. Da für $r \neq R$ $q = 0$ ist, hat die Gleichung (5.10) in Kugelkoordinaten folgende Form

$$L^2 \frac{d^2}{dr^2}(rn) - rn = 0,$$

deren allgemeine Lösung

$$rn = A e^{\frac{r}{L}} + B e^{-\frac{r}{L}}$$

ist.

Aus der Endlichkeitsbedingung für die Dichte $n(0)$ im Mittelpunkt der Kugel finden wir $A = -B$.

Folglich ist

$$nr = A \operatorname{sh} \frac{r}{L}.$$

Setzen wir nun $n(0) = n_0$, so können wir schreiben:

$$n(r) = \frac{n_0 L}{r} \operatorname{sh} \frac{r}{L} = n_0 \frac{\operatorname{sh} \frac{r}{L}}{\frac{r}{L}}.$$

Diese Verteilung wurde von BOTHE und seinen Mitarbeitern [17] zur Bestimmung der Diffusionslänge thermischer Neutronen in Graphit und Beryllium benutzt. An Stelle einer Kugelquelle thermischer Neutronen wurde ein Cadmiumabsorber verwendet, der wie auch im Versuch von FERMI als negative Quelle diente. Die Cadmiumschicht umschloß eine große Kugel aus Graphit oder Beryllium, in deren Mittelpunkt sich ein Ra + Be-Präparat befand. Es wurde die Aktivierung von Dysprosium durch thermische Neutronen für zwei Abstände gemessen, und zwar mit und ohne die Cadmiumschicht. Die Differenz wird offensichtlich der angegebenen Verteilung entsprechen. In dieser Arbeit wurde eine Graphitkugel benutzt, deren Durchmesser 110 cm betrug und eine (metallische) Berylliumkugel mit einem Durchmesser von 45 cm. Jede der Kugeln war von einer dicken Wasserschicht umgeben.

Die Autoren fanden für Graphit die etwas klein erscheinende Diffusionslänge von $L = 36$ cm. Wahrscheinlich war das benutzte Graphit nicht genügend rein. Spätere zuverlässigere Messungen ergaben $L \cong 50$ cm. Für Beryllium wurde nur die untere Grenze $L \geqq 27$ cm bestimmt. Man erhielt kein eindeutiges Resultat, weil der Berylliumblock nicht genügend groß war.

Sehr häufig mißt man die Diffusionslänge in Moderatorblöcken, die die Form eines rechtwinkligen Prismas oder eines Zylinders haben. Die Lösung der Diffusionsgleichung erhält man in diesen Fällen unter Berücksichtigung der entsprechenden Randbedingungen, welche darin bestehen, daß die Neutronendichte in der Nähe der geometrischen Grenze des Blockes gleich Null gesetzt wird. Diese Lösungen haben eine kompliziertere Form als in den oben behandelten einfacheren Fällen, und wir werden sie daher nicht weiter untersuchen. Sie können durch FOURIER-Reihen dargestellt werden, deren Koeffizienten von der Diffusionslänge abhängen. Bei entsprechender Wahl der Versuchsbedingungen, insbesondere der Koordinaten des Meßpunktes, kann man einen der FOURIER-Koeffizienten bestimmen und daraus die Größe L.

Messungen dieser Art erweisen sich als notwendig zur Untersuchung von Moderatoren beim Aufbau von Kernreaktoren. Es ist klar, daß die praktisch auftretenden Diffusionslängen abhängig sind vom Grad der Verunreinigung des Moderators mit Stoffen, die Neutronen absorbieren. Bei genügender Reinheit beträgt die Diffusionslänge in Graphit etwa 50 cm und in schwerem Wasser etwa 170 cm (s. z. B. [18, 19]).

4. Neutronenverteilung im Reaktor

Wir wollen davon ausgehen, daß der Reaktor eine homogene Mischung des aktiven Stoffes und des Moderators in Form einer Lösung darstellt, d. h., wir wollen einen sogenannten homogenen Reaktor behandeln. Die meisten Reaktoren sind zwar inhomogene Systeme, in denen die Uranstäbe an einzelnen Knotenpunkten angeordnet sind und zusammen mit dem Moderator ein periodisches Raumgitter bilden. In solchen Reaktoren kann aber die Neutronenverteilung als Produkt zweier Funktionen dargestellt werden [20]:

$$n(xyz) = \alpha(xyz) \cdot \beta(xyz),$$

von denen die eine, z. B. $\beta(xyz)$, sich mit der Gitterperiode ändert und die Variation der Dichte in einer Gitterzelle beschreibt; die andere, $\alpha(xyz)$, gibt die über die einzelnen Gitterzellen gemittelte Neutronendichte im gesamten Reaktorvolumen an. Zur Ermittlung von $\alpha(xyz)$ können wir folglich auch inhomogene Reaktoren als homogen betrachten. Wie auch in den vorhergehenden Fällen beschränken wir die Betrachtung nur auf stationäre Verhältnisse, d. h., wir setzen $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. Das bedeutet, daß wir die Neutronenverteilung in einem Reaktor untersuchen, der mit konstanter Leistung betrieben wird.

Offensichtlich ist in jedem beliebigen Punkt des Reaktors $q \neq 0$, da infolge der Spaltung im gesamten Volumen Neutronen entstehen. Die Gleichung (5.10) nimmt daher folgende Form an

$$D\Delta n + q - \frac{n}{\tau} = 0. \tag{5.11}$$

Da die Zahl p der entstehenden Neutronen proportional zur Zahl der eingefangenen ist und diese wiederum proportional zur Neutronendichte n in dem gegebenen Punkt, schreiben wir $q = \gamma n$, und Gleichung (5.11) bekommt die Form

$$\Delta n + 3k^2 n = 0,$$

wo

$$3k^2 = \frac{\gamma - \frac{1}{\tau}}{D}.$$

Für einen realen homogenen Reaktor ist $\gamma - \frac{1}{\tau} > 0$ und folglich ist auch $k^2 > 0$. Dies ist aus einfachen physikalischen Überlegungen ersichtlich. Die Zahl der pro Volumenelement entstehenden Neutronen ist γ proportional und muß größer sein als die Zahl der eingefangenen Neutronen, die proportional zu $\frac{1}{\tau}$ ist, da durch die Neutronenerzeugung nicht nur der Einfang kompensiert werden muß, sondern auch der Neutronenaustritt durch die Oberfläche. Für einen unendlich ausgedehnten Reaktor ist der stationäre Betrieb auch bei $\gamma - \frac{1}{\tau} = 0$ möglich. Jeder reale Reaktor wird jedoch unter diesen Verhältnissen abklingen; ein stationärer Betrieb ist nur bei $\gamma - \frac{1}{\tau} > 0$ möglich.

Die Lösung der Gleichung (5.10) hat für einen kubischen Reaktor die Form

$$n(x, y, z) = n_0 \cdot \sin kx \cdot \sin ky \cdot \sin kz,$$

wo n_0 die Neutronendichte im Mittelpunkt des Reaktors ist. Aus den Randbedingungen kann man die Abmessung des Reaktors bestimmen, d. h. die Kantenlänge a des Würfels. Wir legen den Koordinatenursprung in eine der Ecken des Reaktors und setzen $n = 0$ für x, y und z gleich 0 oder a. Dann wird

$$k = \frac{\pi}{a},$$

$$n(x, y, z) = n_0 \cdot \sin\frac{\pi x}{a} \cdot \sin\frac{\pi y}{a} \cdot \sin\frac{\pi z}{a}.$$

Längs jeder Achse des Reaktors oder jeder beliebigen Geraden, die parallel zu diesen Achsen verläuft, wo zwei der Sinusfunktionen konstante Werte haben, ändert sich die Neutronendichte sinusförmig, wobei sie ihren Maximalwert im Mittelpunkt erreicht und an den Reaktorwänden gegen Null geht.

Die Beziehung $a = \frac{\pi}{k} = \frac{\pi\sqrt{3D}}{\sqrt{\gamma - \frac{1}{\tau}}}$ bestimmt eigentlich die kritischen Abmessungen eines homogenen Reaktors. Wir fanden die Lösungen der Gleichung (5.10) für einen kubischen Reaktor, der sich im stationären Betrieb befindet, d. h. mit einem bestimmten konstanten Leistungsniveau arbeitet. Damit dies möglich ist, muß die Länge a des Reaktors der erhaltenen Beziehung genügen, welche sie mit den Konstanten D, γ und τ verknüpft, die das aktive Gemisch charakterisieren.

Die mittlere Neutronendichte in einem kubischen Reaktor finden wir, indem wir $n(x, y, z)$ über das gesamte Volumen integrieren und durch das Volumen a^3 dividieren. Sie ist gleich

$$\bar{n} = 0{,}26\, n_0.$$

Die experimentell bestimmte Neutronendichte im Reaktor [21] stimmt gut mit der vorausgesagten sinusförmigen Verteilung überein (Abb. 138).

In einem kugelförmigen Reaktor mit dem Radius R hat die Neutronenverteilung längs des Radius die Form

$$n(r) = n_0 \frac{\sin\frac{\pi r}{R}}{\frac{\pi r}{R}}.$$

Abb. 138. Die Neutronenverteilung auf der Achse eines kubischen Reaktors

Der kritische Radius eines kugelförmigen Reaktors

$$R = \frac{\pi}{2k} = \frac{\pi\sqrt{3D}}{2\sqrt{\gamma - \frac{1}{\tau}}}$$

ist gleich der halben kritischen Kantenlänge eines kubischen Reaktors.

§ 30. Die Neutronenverteilung in der Nähe einer Oberfläche

Die bereits weiter oben durch Lösung der Diffusionsgleichung ermittelte räumliche Verteilung der diffundierenden Neutronen kann, streng genommen, nicht auf die Volumenelemente des Mediums angewandt werden, die sich in der Nähe der Oberfläche befinden (in Abständen von der Größenordnung der freien Weglänge von einer Begrenzung des Mediums oder einer absorbierenden Fläche). In diesen Volumenelementen sind die Voraussetzungen für die Anwendung der Diffusionsgleichung verletzt, da die Wahrscheinlichkeit eines Austritts durch die Oberfläche oder eines Einfangs durch den Absorber für ein Neutron, das den letzten Stoß im Abstand x von ihr erfahren hat, von der Bewegungsrichtung des Neutrons abhängt. Offensichtlich werden Neutronen, die sich senkrecht zur Oberfläche bewegen, aus einer größeren Tiefe austreten können als die Neutronen, die sich unter spitzem Winkel zur Oberfläche bewegen. Wenn im Innern des Moderators, in seinen tieferen Schichten, die Richtungsverteilung der Neutronengeschwindigkeiten isotrop ist, so ist in der Nähe der Oberfläche diese Isotropie gestört. Bei isotroper Verteilung folgt die Winkelverteilung der von einem Flächenelement des Moderators emittierten Neutronen dem Kosinusgesetz, d. h., der Neutronenfluß f unter dem Winkel θ zur Flächennormale

$$f(\theta) = a \cdot \cos\theta = a\mu$$

ist proportional zur Projektion des Flächenelementes auf die gegebene Richtung. Die Winkelverteilung der Neutronen, die von einem (ins Vakuum) offenen Oberflächenelement des Moderators ausgesandt werden, wird sich offensichtlich hiervon unterscheiden, wobei die Art der Abweichung leicht vorausgesagt werden kann, wenn man im Auge behält, daß die „effektive Tiefe", aus der Neutronen austreten können, um so größer ist, je weniger sich die Bewegungsrichtung der Neutronen von der Richtung der Flächennormale unterscheidet, d. h., je kleiner der Winkel θ ist. Offensichtlich wird sich die Störung der Kosinusverteilung in einer Intensitätsverstärkung in Richtung der Flächennormale (kleine Winkel θ) ausdrücken.

Daher wird auch die Dichteverteilung der Neutronen in Nähe der Oberfläche sich von derjenigen unterscheiden, welche von der reinen Diffusionstheorie vorhergesagt wird.

Um den Charakter dieser Störungen der Winkelverteilung und räumlichen Verteilung der Neutronen in Nähe der Oberfläche zu ermitteln, setzen wir

voraus, daß die Zahl der Neutronen im Abstand x von der Oberfläche, deren Bewegungsrichtung dem Winkel θ entspricht, wobei $\cos\theta = \mu$ ist, in folgender Form dargestellt werden kann:

$$n(x,\ \mu) = n_0(x) + \mu n_1(x) + \cdots,$$

d. h., wir setzen voraus, daß die Abweichungen der Winkelverteilungen von der isotropen Verteilung klein sind und mit ausreichender Genauigkeit durch die beiden ersten Glieder der Reihenentwicklung nach μ berücksichtigt werden können.

Die Neutronendichte in der Tiefe x ist dann gleich

$$n(x) = \int_{-1}^{+1} n(x,\ \mu)\, d\mu = 2n_0(x).$$

Der Neutronenfluß längs der x-Achse ist

$$f = -D\frac{dn}{dx} = \int_{-1}^{+1} n(x,\ \mu)\, v\mu\, d\mu = \frac{2}{3} v n_1(x),$$

woraus

$$n_0(x) = \frac{1}{2} n(x); \quad n_1(x) = -\frac{3}{2}\cdot\frac{D}{v}\cdot\frac{dn(x)}{dx} = -\frac{\lambda}{2}\cdot\frac{dn}{dx}$$

folgt (wo λ die Transportlänge ist).

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß das Medium keine Neutronen absorbiert. Dann hat die Gleichung (5.10) folgende Form:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = 0,$$

und ihre Lösung ist $n = Ax + B$, d. h., in Nähe der Oberfläche ändert sich die Dichte linear.

Offensichtlich ist

$$A = \frac{dn}{dx}.$$

Die Konstante B bestimmen wir aus der Bedingung, daß der Neutronenfluß durch die Oberfläche in das Innere des Mediums gleich Null ist, da Neutronen, die an die Oberfläche gelangten, nicht wieder in das Medium zurückkehren können. Dieser Fluß ist gleich

$$f_1 = \int_{-1}^{0} n(x,\ \mu)\, \mu v\, d\mu = v\left[\frac{n_0}{2} - \frac{n_1}{3}\right] = 0.$$

Setzen wir in diese Gleichung die oben erhaltenen Werte n_0 und n_1 für $x = 0$ ein, so erhalten wir

$$n(0) = -\frac{2}{3}\lambda \left.\frac{dn}{dx}\right|_{x=0}.$$

Da $n(0) = B$; $\frac{dn}{dx} = A$, so wird

$$\frac{B}{A} = -\frac{2}{3}\lambda.$$

Wie aus Abb. 139 ersichtlich, ist $x_0 = -\frac{B}{A}$ die Koordinate des Punktes, wo die Dichte gleich Null wird. Man erhält ihn durch Extrapolation des Verlaufes der Dichte im Medium in Nähe der Oberfläche. Wie aus den gewonnenen Ergebnissen ersichtlich, ergibt sich aus diesem Verlauf $n(0) = B \neq 0$. Die Koordinate

$$x_0 = \frac{2}{3}\lambda$$

bezeichnet man allgemein als die extrapolierte Grenze des Mediums. Diese Größe wird sehr häufig in der Diffusionstheorie der Neutronen zur Vereinfachung der Grenzbedingungen bei der Lösung der Gleichung (5.11) benutzt. An Stelle einer komplizierten Berechnung des Grenzflusses setzt man einfach als Randbedingung $n = 0$ für $x_0 = \frac{2}{3}\lambda$. Eine strengere Berechnung zeigt [3, 4], daß

$$x_0 = 0{,}7104\lambda.$$

Abb. 139. Neutronendichte an der Oberfläche eines Bremsmittels

Abszisse: Dicke des Bremsmittels; Ordinate: Neutronendichte

Die Störung der Neutronenverteilung in der Nähe der Oberfläche des Mediums oder eines Absorbers kann somit ziemlich einfach berücksichtigt werden, indem man die Neutronendichte nicht an der Oberfläche gleich Null setzt, sondern in ihrer Nähe.

Bei der Berechnung der kritischen Abmessungen eines Reaktors benutzten wir die Randbedingung $n = 0$ an der Oberfläche. Die auf diese Weise erhaltenen kritischen Abmessungen müssen in Wirklichkeit um die Größe x_0 vermindert werden, da sich die Randbedingung $n = 0$ nicht auf die wirkliche, sondern auf die extrapolierte Oberfläche bezieht.

Abb. 140. Winkelverteilung der Neutronen, die von einem Oberflächenelement eines Paraffinblocks emittiert werden

Aus der erhaltenen Neutronenverteilung als Funktion der Tiefe entspringt folgende Winkelverteilung des Neutronenflusses an der Oberfläche:

$$f(\theta) = a(\cos\theta + \sqrt{3}\cos^2\theta),$$

wo a eine Konstante ist. Diese Verteilung zeichnet sich durch eine größere Intensität in Richtung senkrecht zur Oberfläche im Vergleich zur Verteilung $f(\theta) \sim \cos\theta$ aus.

In Abb. 140 sind beide Verteilungen dargestellt. Die Winkelverteilung langsamer Neutronen, die von der Oberfläche eines Moderators ausgesandt werden, wurde experimentell untersucht, und die Übereinstimmung zwischen den experimentellen und theoretischen Ergebnissen zeigte sich als gut. So untersuchte

z. B. FINK [22] im Jahre 1936 die Winkelverteilung der Neutronen, die von einem offenen Flächenelement des Paraffins emittiert werden, während der restliche Teil der Oberfläche mit Cadmium abgedeckt ist. In Abb. 140 repräsentieren die Punkte die Meßergebnisse von FINK, die sehr gut mit der Verteilung $\cos\theta + \sqrt{3}\cos^2\theta$ zusammenfallen. Auf Grund dieser Messungen wurde von FINK die Konstruktion einer Neutronenkanone vorgeschlagen, die sehr oft bei Experimenten mit schwachen Neutronenquellen Ra + Be und Rn + Be Anwendung fand. In Richtung der „Mündung" dieser Kanone ergibt sich eine merkliche Verstärkung des Flusses im Vergleich zur isotropen Verteilung.

§ 31. Die Albedo

In der Diffusionstheorie der Neutronen, insbesondere bei der Berechnung von Reaktoren mit Reflektoren, begegnet man häufig Problemen, die mit dem Übergang der Neutronen von einem Medium in ein anderes zusammenhängen. Wenn z. B. ein Reaktor, in dem Wasser oder schweres Wasser als Moderator dient, von einer Graphitwand umgeben ist (Reflektor), so wird die Neutronenverteilung im zentralen (aktiven) Teil des Reaktors von den Eigenschaften des Reflektors abhängen. Es sei darauf hingewiesen, daß für viele in der Literatur beschriebene Reaktoren mit schwerem Wasser als Moderator Graphitwände als Reflektor dienen. Zu diesem Reaktortyp gehören der Argonne-Reaktor [23], der französische Reaktor in Chatillon [24] und der norwegische Reaktor [25].

Die Eigenschaften des Graphits in diesem Fall oder anderer Stoffe in ähnlichen Fällen können berücksichtigt werden, indem vom Begriff der „Albedo" Gebrauch gemacht wird. Der Begriff Albedo ist aus der Optik und Astrophysik übernommen worden, wo er die Bedeutung des Koeffizienten der diffusen Reflexion des auf irgendeine Oberfläche fallenden Lichtes hat und in Prozenten ausgedrückt wird oder als Verhältnis des reflektierten zum einfallenden Lichtstrom. In der Neutronenphysik definiert man die Albedo ähnlich als Verhältnis des Neutronenflusses, der von einer Oberfläche ausgesandt wird, zu dem einfallenden Neutronenfluß, und zwar unter der Voraussetzung, daß in dem reflektierenden Medium, dem diese Oberfläche entspricht, keine Neutronenquellen vorhanden sind und der Neutronenfluß aus diesem Medium nur das Ergebnis einer diffusen Reflexion ist.

Ein Neutron, welches durch die gegebene Oberfläche aus dem Medium A in das Medium B übergeht, bewegt sich auf einer komplizierten Bahn und kann mit gewisser Wahrscheinlichkeit erneut die Oberfläche überqueren, indem es umgekehrt aus dem Medium B in das Medium A übergeht. Die Größe der Albedo entspricht der Wahrscheinlichkeit eines solchen Ereignisses und ist ihr zahlenmäßig gleich. In Anwendung auf eine große Zahl von Neutronen kann dieser Prozeß offenbar als diffuse Neutronenreflexion durch das Medium B angesehen werden.

Die Wahrscheinlichkeit der Reflexion, d. h. die Albedo, ist um so größer,

je geringer die Wahrscheinlichkeit des Neutroneneinfangs im Medium B ist, d. h., je größer die Zahl N der Stöße ist, die das Neutron erleidet, bis es eingefangen wird. Da $N = \frac{l_{\text{Einf}}}{l_{\text{Streu}}} = \frac{3L^2}{l^2_{\text{Streu}}}$ gleich dem Verhältnis der Weglängen bis zum Einfang (längs der Zickzacklinie) zur Streulänge ist, wird die Albedo um so größer, je größer das Verhältnis der Diffusionslänge L zur Streulänge ist.

Offensichtlich hängt die Albedo vom Einfallswinkel der Neutronen auf die Oberfläche ab. Sogar bei isotroper Streuung ist die Reflexionswahrscheinlichkeit bei schrägem Einfall größer als bei senkrechtem, da das Neutron dann den ersten Stoß im Mittel näher zur Oberfläche erleidet, d. h. in geringerer Tiefe des Mediums.

Bei anisotroper Streuung ist die Abhängigkeit der Albedo vom Einfallswinkel noch augenscheinlicher. Die Albedo ist folglich kein allgemeingültiges Charakteristikum des Mediums, sie hängt vielmehr von den Bedingungen ab, unter denen die Reflexion erfolgt.

Die Methoden zur Berechnung der Albedo für verschiedene Verhältnisse sind in einem Artikel von PLACZEK [26] kurz beschrieben. Den größten Wert hat die Albedo für ein Medium, das einen unendlich ausgedehnten Halbraum einnimmt und von einer Ebene begrenzt wird. Wenn außerdem der einfallende Fluß isotrop ist, d. h. die Winkelverteilung der einfallenden Neutronen dem Kosinusgesetz folgt, so ist die Albedo gleich

$$\gamma = \frac{1 - \frac{2}{3}\frac{l}{L}}{1 + \frac{2}{3}\frac{l}{L}} = \frac{L - \frac{2}{3}l}{L + \frac{2}{3}l} = 1 - \frac{4}{3}\frac{l}{L + \frac{2}{3}l},$$

wo l die Transportlänge und L die Diffusionslänge sind. Je kleiner das Verhältnis $\frac{l}{L}$, desto mehr nähert sich die Albedo dem Werte 1. So ist z. B. für Graphit $l = 2{,}86$ cm, $L = 50$ cm und folglich $\gamma = 0{,}93$.

Das bedeutet, daß 93 % der Neutronen, die in einem diffusen Fluß auf die ebene Oberfläche eines unendlich großen Graphitblocks fallen, von diesem reflektiert und nur 7 % in ihm eingefangen werden. Daraus erkennt man die Rolle der Graphitwände als Neutronenreflektoren.

Für schweres Wasser ist $l = 2{,}4$ cm, $L = 170$ cm, also

$$\gamma = 0{,}97,$$

d. h., die Albedo ist noch größer als für Graphit.

Ist das reflektierende Medium als Wand endlicher Dicke a ausgebildet, so hat der Ausdruck für die Albedo folgende Form [3]:

$$\gamma = \frac{1 - \frac{2}{3}\frac{l}{L}\operatorname{cth}\frac{a}{L}}{1 + \frac{2}{3}\frac{l}{L}\operatorname{cth}\frac{a}{L}}.$$

So ist z. B. für einen Graphitreflektor, dessen Dicke gleich der Diffusionslänge ist, d. h. gleich 50 cm:

$$\gamma = 0{,}90,$$

d. h. um 3% geringer als für einen unendlich dicken Graphitblock.

Stellen wir uns nun eine ebene Fläche im Innern eines großen Moderatorblocks vor. Jedes Neutron kann mehrmals diese Fläche überqueren. Die mittlere Anzahl dieser Ereignisse kann man leicht berechnen, wenn man die Größe der Albedo kennt. Haben A Neutronen die Fläche in einer Richtung passiert, so werden $A\gamma$ von ihnen reflektiert. Von diesen werden $A\gamma^2$ Neutronen aufs neue reflektiert usw. Die mittlere Zahl der Durchgänge eines Neutrons durch die ebene Fläche im Innern des Moderators ist daher gleich

$$k = 1 + \gamma + \gamma^2 + \cdots = \frac{1}{1-\gamma}.$$

Für Graphit ist $k = 14$, für D_2O gilt $k = 33$.

Diese Zahl und folglich auch die Größe der Albedo kann folgendermaßen bestimmt werden. Eine sehr dünne ebene Indikatorfolie im Innern des Moderators wird mit Neutronen bestrahlt, und zwar einmal unbedeckt, das andere Mal mit einer einseitigen Cadmiumabschirmung, welche die Neutronen vollständig absorbiert. Würde jedes Neutron nur ein einziges Mal durch den Indikator hindurchtreten, so wäre die Aktivität des unbedeckten Indikators doppelt so groß wie die des abgeschirmten. In Wirklichkeit aber schneidet die Cadmiumschicht nicht nur den Neutronenfluß auf den Indikator von einer Seite vollkommen ab, sondern sie verhindert auch den mehrfachen Durchgang durch den Indikator für Neutronen, die von der unabgeschirmten Seite her einfallen. Daher ist das Verhältnis der Aktivitäten gleich

$$\frac{2}{1-\gamma}.$$

Das Verhältnis der Aktivitäten wird ein anderes sein, wenn der Indikator nicht sehr dünn ist, d. h., wenn er einen merklichen Teil ζ der durch ihn hindurchgehenden Neutronen absorbiert. Die Absorption kann leicht berücksichtigt werden, wenn man im Auge behält, daß in diesem Fall der Anteil der reflektierten Neutronen $\gamma(1-\zeta)$ an Stelle von γ beträgt. Unter Berücksichtigung der Absorption im Indikator ist das Verhältnis daher gleich

$$\frac{2}{1-\gamma(1-\zeta)}.$$

Die Aktivität eines Silberindikators in Paraffin ist bei Aktivierung durch thermische Neutronen ohne Abschirmung des Indikators, laut Messungen von Fermi [14], 9,7mal größer als bei der Aktivierung dieses Indikators unter einseitiger Abschirmung mit Cadmium. Unter Berücksichtigung der Absorption im Indikator fand Fermi folgenden Wert der Albedo für Paraffin:

$$\gamma = 0{,}82.$$

KAPITEL VI

ABSORPTION UND STREUUNG LANGSAMER NEUTRONEN

§ 32. *Überblick über die Wechselwirkungsprozesse*

Eine charakteristische Besonderheit der Wechselwirkung langsamer Neutronen mit Materie ist der große Einfangsquerschnitt vieler Elemente. Dieser Umstand hatte großen Einfluß auf die Anfangsentwicklung der Neutronenphysik. Im Jahre 1934, nachdem das Ehepaar JOLIOT-CURIE die künstliche Radioaktivität entdeckte, zeigte FERMI mit seinen Mitarbeitern, daß künstliche Radioaktivität auch durch Neutronen hervorgerufen werden kann.

Kurz danach wurde festgestellt, daß Neutronen in Wasser und Paraffin auf thermische Energien abgebremst werden können und daß thermische Neutronen in einigen Stoffen (Silber, Rhodium, Iridium, Gold) eine sehr starke Radioaktivität hervorrufen, in anderen (Bor, Lithium) ohne Erzeugung einer Radioaktivität absorbiert werden, wobei allerdings schnelle geladene Teilchen ausgesendet werden. Diese starken Absorber langsamer Neutronen wurden später sehr oft als empfindliche Neutronenindikatoren verwendet, wodurch Untersuchungen sogar mit so schwachen Quellen wie etwa 1 g Ra + Be möglich wurden.

Bereits in den früheren Arbeiten wurde die sogenannte selektive Absorption langsamer Neutronen entdeckt. Das Wesen dieser Erscheinung besteht darin, daß jedes Element nur eine bestimmte, für dieses charakteristische Gruppe von Neutronen absorbiert. Eine Deutung dieser selektiven Absorption wurde erstmalig in den Arbeiten von KURTSCHATOW und seinen Mitarbeitern gegeben [1]. Bei der Untersuchung des Absorptionsgesetzes für Neutronen in verschiedenen Stoffen kamen sie zu der Schlußfolgerung, daß die selektive Absorption langsamer Neutronen Resonanzcharakter hat und daß jede Neutronengruppe, die von diesem oder jenem Element stark absorbiert wird, durch eine bestimmte Energie gekennzeichnet ist, welche in einem engen Intervall liegt. Diese Deutung der selektiven Absorption wurde später durch zahlreiche Versuche bestätigt. Die Theorie des Resonanzeinfangs langsamer Neutronen wurde in einer Arbeit von BREIT und WIGNER [2] formuliert. Sie leiteten die bekannte Formel ab, welche die Abhängigkeit des Querschnitts der Resonanzabsorption von der Neutronenenergie angibt (BREIT-WIGNER-Formel). Gegenwärtig ist die Theorie von BREIT und WIGNER durch zahlreiche Experimente sehr gut bestätigt; der Resonanzcharakter des Einfangs langsamer Neutronen wurde für viele Elemente genau untersucht. Jedoch verwendet man noch bis heute die im Jahre 1934 von FERMI eingeführte Klassi-

fikation der langsamen Neutronen nach Gruppen, die mit der selektiven Absorption zusammenhängen. Entsprechend dieser Klassifikation, kennzeichnete die Gruppe A z. B. Neutronen, die von Silber selektiv absorbiert werden, die Gruppe C die von Cadmium und die Gruppe J die von Jod absorbierten Neutronen.

Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse langsamer Neutronen mit Kernen sind die elastische Streuung und der Strahlungseinfang. Der Einfang eines Neutrons mit darauffolgender Kernumwandlung unter Emission eines geladenen Teilchens ist wenig wahrscheinlich wegen des Potentialwalls, der die Emission geladener Teilchen aus dem Kern erschwert. Daher tritt ein solcher Einfang nur bei leichten Kernen auf, für die der Potentialwall klein ist, und zwar nur dann, wenn die Bindungsenergie des Neutrons im Zwischenkern erheblich größer ist als die Bindungsenergie geladener Teilchen, d. h., wenn die Reaktionsenergie positiv und genügend groß ist. Der Einfang eines langsamen Neutrons mit darauffolgender Kernspaltung tritt nur bei einer kleinen Anzahl schwerer Kerne vom Typ U^{235} auf, für die die „Aktivierungsenergie" kleiner ist als die Bindungsenergie des Neutrons. Eine unelastische Kernstreuung langsamer Neutronen ist unmöglich, da ihre Energie zur Anregung der Kerne nicht ausreicht. Somit erweist sich, daß für die meisten Kerne von allen Wechselwirkungsprozessen mit langsamen Neutronen praktisch nur die elastische Streuung und der Strahlungseinfang in Frage kommen.

Der mit der Bildung eines Zwischenkerns verbundene Einfang langsamer Neutronen hat einen stark ausgeprägten Resonanzcharakter, da die Niveaubreite der Zwischenkerne bei Anregungsenergien, die etwa der Bindungsenergie des Neutrons entsprechen, klein ist im Vergleich zum Abstand zwischen ihnen. Die gesamte Niveaubreite Γ setzt sich im vorliegenden Fall aus zwei Anteilen zusammen: Der Strahlungsbreite Γ_γ und der Neutronenbreite Γ_n. Die Strahlungsbreite ist ziemlich klein, da die Emission von γ-Strahlen durch schwere Kerne wenig wahrscheinlich und die Lebensdauer der Kerne bezüglich dieser Prozesse groß ist. Wie aus dem WEISSKOPFschen Breitendiagramm (vgl. Abb. 89) ersichtlich ist, liegt die Strahlungsbreite bei Anregungsenergien, die dem Einfang langsamer Neutronen entsprechen, in der Größenordnung $\Gamma \approx 0{,}1$ eV und daher die Lebensdauer $\tau \cong \frac{\hbar}{\Gamma}$ des Kerns bezüglich dieser Strahlungsprozesse in der Größenordnung 10^{-14} sec, d. h., sie ist sehr groß gegenüber der Zeit, die ein Neutron oder Proton von einigen Megaelektronenvolt — soviel besitzt es im Innern des Kerns — braucht, um den Kern zu durchqueren. Bei einer Geschwindigkeit von 10^9 cm/sec und einem Kerndurchmesser von 10^{-13} cm beträgt diese Kernzeit etwa 10^{-22} sec.

Die Neutronenbreite Γ_n ist bei kleinen Neutronenenergien der Geschwindigkeit des Neutrons proportional und kann für langsame Neutronen wesentlich kleiner sein als die Strahlungsbreite. Somit ist die Gesamtbreite der Kernniveaus, die dem Einfang langsamer Neutronen entsprechen, ebenfalls von der Größenordnung 0,1 eV. Dabei ist der Abstand zwischen den Niveaus, wie durch zahlreiche Messungen gezeigt wurde, mindestens von der Größenordnung 10 eV, sehr häufig jedoch wesentlich größer. Folglich zeigt sich ein

Zwischenkern mit Anregungsenergien, die in der Nähe der Einfangsenergie ε des Neutrons liegen, als ein System mit scharf ausgeprägter, diskreter Niveaufolge, wobei die Abstände zwischen den Niveaus deren Breite um ein vielfaches übertreffen.

Der Resonanzcharakter der Wechselwirkung langsamer Neutronen mit Kernen tritt sowohl beim Einfang als auch bei der elastischen Streuung in Erscheinung. Offensichtlich ist die Streuung langsamer Neutronen das Ergebnis einer Interferenz zwischen der Potential- und der Resonanzstreuung. Der Wirkungsquerschnitt dieser Streuung wird durch die weiter oben diskutierte Formel (4.10) dargestellt

$$\sigma_{\text{str}} = 4\pi R^2 + 4\pi \lambda_0^2 \frac{\Gamma_n^2 - 2\frac{R}{\lambda_0}\Gamma_n(E_0 - E)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2} = \tag{6.1}$$
$$= \sigma_{\text{pot}} + \sigma_{\text{str}} - 8\pi\lambda_0 R_0 \frac{\Gamma_n(E_0 - E)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}.$$

Hier sind R der Kernradius, λ_0 die durch 2π dividierte Wellenlänge des Neutrons, die der Resonanzenergie E_0 entspricht, und E die kinetische Energie des Neutrons. Die Formel ist in ihrer einfachsten Form hingeschrieben und entspricht der Streuung von Neutronen an Kernen mit dem Spin Null. Ist der Spin des Kerns von Null verschieden, so können bei der Streuung zwei verschiedene Zustände des Zwischenkerns auftreten, und jedem dieser Zustände entspricht ein eigener Querschnittswert der Potentialstreuung und eigene Niveaus mit verschiedenen Parametern E_0 und Γ. Die allgemeinere Formel hat daher eine kompliziertere Gestalt.

Laut Formel (6.1) tritt in weiter Entfernung von der Resonanzstelle, d. h. bei Neutronenenergien, die der Bedingung

$$(E - E_0)^2 \gg \Gamma^2 \tag{6.2}$$

genügen, praktisch keine Resonanzstreuung auf, und der Streuquerschnitt ist gleich $4\pi R^2$, d. h., er hängt nicht von der Neutronenenergie ab und entspricht dem Querschnitt der Potentialstreuung.

In Nähe der Resonanz ist der Querschnitt durch Interferenz (Addition der Amplituden) der Potential- und Resonanzstreuung bestimmt. Der typische Verlauf des Querschnitts in Abhängigkeit von der Neutronenenergie ist in Abb. 84 gezeigt. Die Größe des Querschnitts für die Resonanzstelle, d. h. bei $E = E_0$, ist gleich

$$\sigma_0 = 4\pi\left(R^2 + \lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2}\right) \approx 4\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2}. \tag{6.3}$$

Ist die Neutronenbreite Γ_n groß im Vergleich zur Strahlungsbreite Γ_γ, d. h., ist sie annähernd gleich der Gesamtbreite Γ, so kann der Streuquerschnitt σ_0 für die Resonanzstelle sehr hohe Werte annehmen. Der Fall $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ liegt z. B. bei Kobalt und Mangan vor. Beim Kobalt tritt eine Resonanzstreuung der Neutronen bei Energien von 115 eV auf, wobei der Maximalwert $\sigma_0 = 12\,500$ barn beträgt, beim Mangan entspricht die Resonanzstreuung

einer Energie von 300 eV und $\sigma_0 = 5000$ barn. Diese Werte des Querschnitts sind viel größer als der geometrische Querschnitt des Kerns πR^2, der für Kobalt und Mangan etwa 1 barn beträgt.

Da die Neutronenbreite Γ_n der Geschwindigkeit des Neutrons proportional ist, die Strahlungsbreite dagegen von der Geschwindigkeit fast gar nicht abhängt, wird die Bedingung $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$ um so besser erfüllt sein, je größer die Geschwindigkeit des Neutrons ist. Die vorhandenen experimentellen Daten weisen darauf hin, daß für thermische Neutronen und Neutronen mit Energien um 1 eV in den meisten Fällen $\Gamma_n < \Gamma_\gamma$ gilt, bei Energien um 100 eV dagegen werden Fälle mit $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$, wie z. B. bei Kobalt und Mangan, häufiger und typischer. Man kann daher sagen, daß die Resonanzwechselwirkung der Neutronen bei Energien unter 10 eV hauptsächlich dem Strahlungseinfang entspricht und bei Energien über 10 eV in der Hauptsache der Resonanzstreuung. Folglich kann der Resonanzverlauf des totalen Querschnitts der Wechselwirkung von Neutronen mit Energien über 100 eV der Resonanzstreuung zugeschrieben werden, und der Beitrag des Einfangs zum totalen Querschnitt kann vernachlässigt werden. Somit kann für nicht allzu langsame Neutronen die Abhängigkeit des Streuquerschnitts von der Neutronenenergie praktisch aus einfachen Experimenten über die Schwächung eines Neutronenbündels bestimmt werden, die eigentlich grundsätzlich nur den totalen Querschnitt zu ermitteln gestatten.

Für Neutronen mit Energien von der Größenordnung 10 eV und weniger ist der Einfangsquerschnitt nur dann klein, wenn die Resonanzniveaus weit entfernt sind, d. h. nur unter der Bedingung $|E - E_0| \gg \Gamma$. Dann entspricht auch für sehr langsame Neutronen die Wechselwirkung in der Hauptsache einer Streuung, und zwar der Potential- und nicht der Resonanzstreuung, und der totale Querschnitt ist praktisch gleich dem Querschnitt der Potentialstreuung. Er hängt also nicht von der Neutronenenergie ab und ist näherungsweise gleich $4\pi R^2$. Viele leichte Elemente, z. B. Be, C, O, Na, Mg und Al, erleiden gerade eine solche Wechselwirkung mit langsamen Neutronen, da der Abstand zwischen den Niveaus groß und die Wahrscheinlichkeit, daß ein Niveau in den Bereich kleiner Energien fällt, klein ist.

Für die Mehrzahl der Elemente wird indessen im Bereich kleiner Energien ein ziemlich starker Neutroneneinfang beobachtet, der auf die in der Nähe liegenden Niveaus zurückzuführen ist. In diesem Fall setzt sich der totale Querschnitt der Wechselwirkung der Neutronen mit Kernen bei Energien unter 10 eV aus dem Einfangs- und dem Streuquerschnitt (Resonanz- und Potentialstreuung) zusammen. Der Wirkungsquerschnitt für den Einfang langsamer Neutronen beim Vorhandensein eines nahen einzelnen Resonanzniveaus, dem der Wert E_0 der Resonanzenergie und die Breiten Γ_n, Γ_γ und $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ entsprechen, genügt der Breit-Wigner-Formel (4.13)

$$\sigma = g \pi \lambda_0 \lambda \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}. \tag{6.4}$$

Hier ist $g = \frac{(2j+1)}{2(2i+1)}$, j der Spin des Zwischenkerns und i der Spin des Targetkerns.

Der Maximalwert des Einfangquerschnitts ist

$$\sigma_0 = \sigma(E_0) = g\pi\lambda_0^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2}. \qquad (6.5)$$

Für $E_0 \gtrless 1$ eV ist in den meisten Fällen die Bedingung $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma \approx \Gamma$ erfüllt und daher

$$\sigma_0 = g\pi\lambda_0^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}, \qquad (6.6)$$

d. h., der Maximalwert des Einfangquerschnitts ist dem Verhältnis der Neutronenbreite Γ_n zur Gesamtbreite Γ proportional. Hat man also σ_0 und E_0 experimentell ermittelt, so kann man auch das Verhältnis der Breiten angeben.

Die Kurvenform für σ_{Einf} als Funktion der Neutronenenergie ist durch das Verhältnis $\frac{E_0}{\Gamma}$ gegeben.

Abb. 141. BREIT-WIGNER-Funktion für verschiedene Werte des Verhältnisses $\frac{E_0}{\Gamma}$

1 — Breite $\Gamma = \frac{1}{2} E_0$ (scharf ausgeprägte Resonanz), 2 — $\Gamma = \sqrt{2} E_0$, 3 — $\Gamma = 4 E_0$

In Abb. 141 ist die BREIT-WIGNER-Formel für drei Werte von $\frac{E_0}{\Gamma}$ graphisch dargestellt. Auf der Abszisse ist das Verhältnis $\frac{E}{E_0}$ der Neutronenenergie zur Resonanzenergie aufgetragen, auf der Ordinate eine Größe, die dem Querschnitt σ proportional ist. Je größer das Verhältnis $\frac{E_0}{\Gamma}$, um so ausgeprägter ist das Resonanzmaximum. Ein solcher Verlauf des Querschnitts entspricht den meisten Elementen, z. B. Au, Ag, In, Rh u. a., wenn E_0 von der Größenordnung 1 eV und Γ von der Größenordnung 0,1 eV, d. h. wenn $\frac{E_0}{\Gamma} \cong 10$, ist. Im Bereich thermischer Energien erfolgt die Änderung des Querschnitts nach dem $\frac{1}{v}$-Gesetz, wie dies auch aus der Formel für $E \ll E_0$ ersichtlich ist. Die absolute Größe des Querschnitts ist in dem Gültigkeitsbereich des $\frac{1}{v}$-Gesetzes dem Faktor

$$\lambda_0 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{E_0^2} = \lambda_0 \frac{\Gamma_n}{E_0} \frac{\Gamma_\gamma}{E_0} \qquad (6.6\,\text{a})$$

proportional, den man aus der BREIT-WIGNER-Formel erhält, wenn man $E \ll E_0$ und $\Gamma \ll E_0$ setzt. Der Absolutwert des Querschnitts ist also im Gültigkeitsbereich des $\frac{1}{v}$-Gesetzes dem Produkt der Breiten $\Gamma_n \Gamma_\gamma$ proportional und der Resonanzenergie in der $\frac{5}{2}$-ten Potenz umgekehrt proportional.

In dem Maße, wie das Verhältnis $\frac{E_0}{\Gamma}$ abnimmt, wird das Resonanzmaximum immer flacher, bis es vollkommen verschwindet und die Kurvenform sich dem

$\frac{1}{v}$-Gesetz nähert, wie dies unter der Bedingung $\Gamma \gg E_0$ auch zu erwarten ist. Eine Verminderung von $\frac{E_0}{\Gamma}$ bedeutet praktisch eine Verminderung von E_0 und entspricht einer Verschiebung der Resonanzstelle in den Bereich thermischer oder ihnen benachbarter Energien. Solche Fälle wurden für eine Reihe von Elementen festgestellt, die als stärkste Neutronenabsorber bekannt sind, wie z. B. Cadmium ($E_0 = 0{,}176$ eV, $\sigma_0 = 7200$ barn), Gadolinium ($E_0 = 0{,}028$ eV, $\sigma_0 = 45000$ barn), Samarium ($E_0 = 0{,}096$ eV, $\sigma_0 = 15600$ barn).

Wie bereits weiter oben gezeigt wurde (vgl. § 23), können auch negative Energiewerte $E_0 = E_i^* - E$ auftreten (Hg, Dy, Eu). In diesen Fällen entspricht der Bereich thermischer Energien dem rechten Flügel des Resonanzmaximums, und die Neigung der Kurve $\sigma(E)$ ist stärker als die dem $\frac{1}{v}$-Gesetz entsprechende. Dies ermöglicht die Feststellung eines Resonanzniveaus mit negativer Energie E_0.

Somit zeigt sich die Abhängigkeit des Einfangquerschnitts langsamer Neutronen von der Neutronenenergie als recht kompliziert. Je nach der Lage und dem Charakter des Resonanzniveaus ändert sich die Größe des Einfangquerschnitts sehr stark von Element zu Element und für ein und dasselbe Element von einem Energiewert zum anderen. Man kann daher den Einfang langsamer Neutronen für ein bestimmtes Element nicht durch einen einzigen Wert des Querschnitts kennzeichnen, sondern muß die Abhängigkeit $\sigma(E)$ angeben, die dem Absorptionsspektrum in der Optik analog ist. Die Verschiedenartigkeit der Neutronenabsorptionsspektren verschiedener Elemente erkennt man bereits bei flüchtiger Betrachtung der Querschnittswerte (vgl. z. B. [3]). Einige Elemente zeichnen sich durch sehr kleine Einfangquerschnitte für langsame Neutronen aus, so z. B. D, He, Be, C, O, Al, Mg, Si, für die σ_{Einf} unter einigen Zehntel barn liegt. Andere wiederum weisen einen sehr starken Einfang langsamer Neutronen auf und haben Querschnitte von einigen Tausend und sogar Zehntausend barn. Die Resonanzstellen des Einfangs liegen bei verschiedenen Elementen (und Isotopen ein und desselben Elements) sehr verschieden. Einige Elemente, sogar solche, die nur ein Isotop aufweisen, haben mehrere Resonanzstellen in kleinem Energieintervall (einige 10 eV), wie z. B. Ta und J, andere wiederum haben kein einziges Niveau in einem ziemlich großen Energieintervall.

Da keine Theorie quantitative Aussagen über die Wechselwirkung bestimmter Isotope mit langsamen Neutronen machen konnte, ist man ausschließlich auf experimentelle Angaben angewiesen. Diese Angaben sind nicht nur von dem Gesichtspunkt wesentlich, daß das Verhalten der Neutronen in einem Medium bestimmt werden kann, welches das gegebene Element enthält, sondern auch wegen der Möglichkeit, die Eigenschaften des Kerns zu bestimmen. Man kann nämlich auf diese Weise die Lage und Breite eines Kernniveaus und folglich die Lebensdauer des Kerns in den entsprechenden angeregten Zuständen sowie die Quantencharakteristika dieser Zustände ermitteln.

Daher sind experimentelle Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen von großem theoretischen und praktischen Interesse.

Unter den langsamen Neutronen zeichnen sich die thermischen durch einige spezifische Besonderheiten aus. Erstens bilden sie eine bestimmte Spektralgruppe, für die die Energieverteilung der MAXWELL-Formel entspricht, wobei ihre mittlere Energie etwa der mittleren Energie der Wärmebewegung gleich ist und sich daher unter normalen Verhältnissen nicht verändert. Zweitens sind die thermischen Neutronen sehr verbreitet; sie haben eine große praktische Bedeutung. So arbeiten z. B. die meisten in Betrieb genommenen Reaktoren mit thermischen Neutronen, und die wichtigsten Merkmale dieser Reaktoren ergeben sich aus dem Verhalten gerade der thermischen Neutronen, d. h. aus den Querschnittswerten der Wechselwirkung thermischer Neutronen mit den Reaktorsubstanzen. Da die spektrale Zusammensetzung thermischer Neutronen genau definiert ist, kann man die Wechselwirkung zwischen ihnen und Substanzen mit einer für viele praktische Aufgaben ausreichenden Genauigkeit durch Angabe von zwei Zahlen kennzeichnen, nämlich der Querschnittswerte des Einfangs und der elastischen Streuung. In Zusammenhang hiermit sind die Einfangs- und Streuquerschnitte thermischer Neutronen vielfach nach verschiedenen Meßmethoden untersucht worden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tabellen zusammengefaßt, die von Zeit zu Zeit vervollständigt werden und sich gegenwärtig nicht nur auf natürliche Elemente beziehen, sondern auch auf einzelne Isotope vieler Elemente (siehe z. B. [3]).

§ 33. Experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung langsamer Neutronen mit Substanzen

Das Problem der Wechselwirkung langsamer Neutronen mit Substanzen kann als gelöst betrachtet werden, wenn man die Abhängigkeit des Streu- und Einfangquerschnitts von der Neutronenenergie bestimmt hat. Die Winkelverteilung der gestreuten langsamen Neutronen ist im Schwerpunktssystem immer kugelsymmetrisch und braucht daher praktisch nicht untersucht werden, da die Bedingung $\lambda \gg R$ für langsame Neutronen im gesamten Energiebereich (bis zu einigen Zehn Kiloelektronenvolt) und für alle bekannten Kerne ausnahmslos erfüllt ist. Daher beobachtet man sowohl bei der Potential- als auch bei der Resonanzstreuung eine Wechselwirkung langsamer Neutronen mit den Kernen nur im s-Zustand.

Eine detaillierte Untersuchung von $\sigma_{\mathrm{Einf}}(E)$ und $\sigma_{\mathrm{Str}}(E)$ ermöglicht es, die Lage und Breite der Resonanzmaxima der Wechselwirkung zu bestimmen und mit Hilfe der Formeln für Resonanzeinfang und Streuung die charakteristischen Merkmale der angeregten Zustände des Zwischenkerns zu finden.

Zur Lösung dieser Aufgaben benutzt man einen monochromatischen Neutronenstrom mit variabler Energie und untersucht die Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Energie. Diese Aufgabenstellung wurde bereits kurz nach der Entdeckung des Neutrons und insbesondere nach der Entdeckung der selektiven Absorption langsamer Neutronen klar erkannt. Die Lösung der

Aufgabe konnte jedoch erst etwa zehn Jahre später in Angriff genommen werden, nachdem man gelernt hatte, intensive Neutronenströme zu erzeugen.

Die Schwierigkeit der Erzeugung monochromatischer langsamer Neutronen liegt darin, daß man sie unmittelbar aus der Quelle nur mit Hilfe von Schwellenreaktionen gewinnen kann und dabei das Target mit Teilchen beschießen muß, deren Energie dem Schwellenwert sehr nahe ist. Die Neutronenausbeute ist in diesem Fall aber sehr klein. Außerdem, um eine befriedigende Monochromasie der Neutronen zu gewährleisten, müssen sehr dünne Targets benutzt werden, in denen die bombardierenden geladenen Teilchen nur eine unbedeutende Bremsung erleiden. Diese Forderung führt ebenfalls zu einer Verringerung der Neutronenausbeute. Daher liegt die Energie der Neutronen, die man, sogar bei Anwendung modernster Geräte, unmittelbar in einer Kernreaktion mit genügender Intensität erhalten kann, praktisch nicht unter 10 keV.

Eine intensivere Quelle langsamer Neutronen stellt der Bremsprozeß schneller Neutronen dar, weil schnelle Neutronen in verschiedenen Quellen mit genügend großer Ausbeute erzeugt werden können. Im Verlauf der Bremsung bildet sich jedoch ein kontinuierliches Spektrum, und zur Gewinnung monochromatischer langsamer Neutronen muß man daher über die Möglichkeit verfügen, aus diesem kontinuierlichen Spektrum einzelne Neutronengruppen auszusondern.

Gerade in dieser Richtung der Aussonderung einzelner monochromatischer Gruppen langsamer Neutronen aus dem kontinuierlichen Spektrum entwickelten sich die Methoden zur Untersuchung der Wechselwirkung langsamer Neutronen mit Substanzen. Die entsprechenden Geräte (die heutzutage bereits ziemlich hoch entwickelt sind) werden als Neutronenselektoren bezeichnet.

§ 34. Mechanische Neutronenselektoren

Der erste Neutronenselektor, in dem Cadmiumbleche als mechanische Verschlüsse dienten, die periodisch das Bündel thermischer Neutronen unterbrachen, wurde bereits im Jahre 1935 gebaut [4]. Als Quelle langsamer Neutronen diente ein Rn + Be-Präparat, das in Paraffin eingebettet war. Wegen der geringen Intensität des Präparates hatte der Selektor ein ziemlich schlechtes Auflösungsvermögen. Das einzigste Ergebnis, das mit diesem Gerät erzielt wurde, bestand in dem direkten Beweis der Existenz von Neutronen mit thermischen Geschwindigkeiten. Wesentlich später (im Jahre 1947) wurde ein modernisierter mechanischer Neutronenselektor von Fermi und Mitarbeitern entwickelt [5]. Dieser Selektor ist in Abb. 142 schematisch dargestellt. Im schmalen Bündel thermischer Neutronen, die aus einer Öffnung in der Abschirmung eines Uranreaktors austreten, wurde eine zylindrische Trommel angeordnet, die aus parallelen 0,75 mm dicken Aluminium- und 0,15 mm dicken Cadmiumschichten in abwechselnder Reihenfolge zusammengesetzt war. Die Trommel konnte sich um eine Achse senkrecht zur Zeichenebene drehen, und zwar mit einer Geschwindigkeit bis zu 15000 Umdrehungen pro Minute.

Die Aluminium- und Cadmiumschichten wurden dicht in einem Stahlrohr verpackt, dessen Durchmesser etwa 4 cm und dessen Wandstärke 0,8 mm betrug. Da Aluminium und Stahl für Neutronen praktisch durchsichtig sind, Cadmium sie jedoch sehr stark absorbiert, läßt die Trommel ungefähr $\frac{75}{90}$ der Neutronen durch, wenn die Schichtebenen parallel zur Bündelrichtung verlaufen, und unterbricht das Bündel vollständig, wenn die Drehung um einen Winkel von mehr als 2,7° erfolgt. Die Größe dieses Winkels ergibt sich offenbar aus dem Verhältnis der Dicke der Aluminiumschichten zu ihrer Breite und aus dem Öffnungswinkel des Bündels, der etwa 3° (1,5° × 2) betrug. Beim Rotieren der Trommel wird also das Bündel zweimal pro Umdrehung geöffnet und geschlossen, d. h., es pulsiert mit der doppelten Frequenz der Trommelumdrehung. Der Zeitanteil, der dem geöffneten Bündel entspricht, beträgt etwa $\frac{1}{30}$.

Abb. 142. FERMI-Selektor mit mechanischer, rotierender Blende

Wenn man in gewissem Abstand von der ersten Trommel im Bündel eine zweite anordnet, so wird ein solches System aus zwei synchron rotierenden Trommeln einen Monochromator darstellen, der nur Neutronen mit einer Geschwindigkeit von $v = \frac{l}{t}$ durchläßt, wo l der Abstand zwischen den beiden Trommeln ist und t das Zeitintervall zwischen den Öffnungsmomenten der ersten und zweiten Trommel. In Wirklichkeit wurde im FERMIschen Selektor eine zweite Blende nicht verwendet. Die Neutronen mit einer bestimmten Geschwindigkeit wurden durch einen Detektor mit modulierter Empfindlichkeit ausgesondert. Der Detektor wurde durch kurze periodische Impulse in den Arbeitszustand gebracht und konnte nur während der Zeitdauer dieser Impulse Neutronen registrieren. Als Detektor diente eine Ionisationskammer, die mit BF_3 gefüllt und an einen linearen Verstärker angeschlossen war, der vor dem Eintreffen des Steuerimpulses gesperrt ist. Die Steuerimpulse wurden von einem Fotoelement erzeugt, das durch Reflexe eines Spiegels belichtet wurde, wobei sich der Spiegel auf der Drehachse des Rotors befand und die Steuerimpulse so mit dem Neutronenverschluß synchronisiert wurden.

Ist der Detektor in der Entfernung l vom Rotor angeordnet und beträgt die Zeitverzögerung zwischen der Öffnung des Neutronenverschlusses und des Detektors t, so wird er Neutronen mit Geschwindigkeiten um $v = \frac{l}{t}$ registrieren. Durch Änderung der Zeitverzögerung t konnte man Neutronen mit verschiedenen Geschwindigkeiten aussondern und untersuchen.

Später wurden mehrere vervollkommnete Selektoren mit besserem Auflösungsvermögen gebaut. Die Vervollkommnung ging in Richtung einer Verbesserung des Neutronenverschlusses, einer Vergrößerung der Zahl der Kanäle des registrierenden Systems, der Empfindlichkeit des Detektors und des Abstandes zwischen dem Rotor und dem Detektor. Ein solcher moderner Selektor mit einem 56 Kanalanalysator und einer Flugbahn von $l = 10$ m wird z. B. von SELOVE [6] beschrieben. Der Selektor hatte ein Auflösungsvermögen von etwa 4% bei Neutronenenergien von $E = 10$ eV und etwas mehr als 1% bei $E = 1$ eV.

Tabelle 23. Die Eigenschaften von Neutronen verschiedener Energien

Energie [eV]	Geschwindigkeit [cm/sec]	Flugdauer [μsec/m]	Wellenlänge [Å]	Bremszeit in Wasser [μsec]	Mittlere Zahl der Stöße für die Abbremsung von 7 MeV
10^6	$1{,}38 \cdot 10^9$	0,0723	0,0003	0,005	2
10^5	$4{,}38 \cdot 10^8$	0,229	0,001	0,01	4
10^4	$1{,}38 \cdot 10^8$	0,723	0,003	0,03	7
10^3	$4{,}375 \cdot 10^7$	2,29	0,0091	0,06	9
10^2	$1{,}384 \cdot 10^7$	7,23	0,0286	0,2	11
10	$4{,}375 \cdot 10^6$	22,9	0,0905	0,7	14
1	$1{,}384 \cdot 10^6$	72,3	0,286	2	16
10^{-1}	$4{,}375 \cdot 10^5$	229	0,905	4	18
10^{-2}	$1{,}384 \cdot 10^5$	723	2,86	9	21
10^{-3}	$4{,}38 \cdot 10^4$	2286	9,05	20	23

Abgesehen von den konstruktiven Besonderheiten des Selektors, hängen dessen Eigenschaften wesentlich von der Intensität des Neutronenstromes ab, d. h. von den Eigenschaften des Reaktors, der als Neutronenquelle dient. Je intensiver der Neutronenstrom ist, desto größer kann die Flugbahn des Selektors sein, und desto besser ist sein Auflösungsvermögen.

Die Geschwindigkeiten, die Flugdauer pro Meter Flugbahn und andere Konstanten für Neutronen verschiedener Energien sind in Tab. 23 zusammengestellt.

Das Auflösungsvermögen ist bestimmt durch das Verhältnis der Zeitauflösung des Selektors zur Flugdauer des Neutrons. Offensichtlich verschlechtert es sich mit wachsender Neutronengeschwindigkeit. Für das angeführte Beispiel beträgt es bereits etwa 13% bei einer Neutronenenergie von 100 eV. Mit anderen Worten, die Halbwertsbreite des Energieintervalls des Bündels der Neutronen mit einer mittleren Energie von ungefähr 100 eV beträgt in diesem Fall ungefähr 25 eV. Offensichtlich können Resonanzmaxima, deren Breite 1 eV und weniger beträgt, in diesem Bereich nicht ohne sehr starke Verfälschungen untersucht werden. Mit abnehmender Energie verbessert sich das Auflösungsvermögen des Selektors. Bei einer Energie von 1 eV beträgt die energetische Breite des Neutronenbündels etwa 0,02 eV. In

diesem Energiebereich kann der Resonanzverlauf des Querschnitts ziemlich genau untersucht werden.

Die Zeitauflösung eines Selektors setzt sich zusammen aus der Öffnungszeit des Neutronenverschlusses, der Öffnungszeitdauer des Detektors und der Flugdauer, die das Neutron benötigt, um das empfindliche Volumen des Detektors zu durchqueren.

Die Abhängigkeit des totalen Querschnitts der Wechselwirkung zwischen Neutronen verschiedener Energien und Substanzen läßt sich am einfachsten

Abb. 143. Die Durchlässigkeit $T = \frac{I}{I_0}$ einer Ag-Probe für Neutronen verschiedener Geschwindigkeit. Die Messung wurde mit Hilfe eines mechanischen Selektors durchgeführt

Abszisse: Obere Skala — Neutronenenergie in eV, untere — Flugdauer des Neutrons in μsec/m; Ordinate: links Durchlässigkeit, rechts Querschnitt

mit Hilfe von mechanischen Selektoren oder mit Selektoren anderer Art untersuchen. Man braucht nur den Fluß der Neutronen gegebener Energie ohne und mit Probe im Bündel zu messen, d. h., man hat die Durchlässigkeit der Probe für Neutronen einer bestimmten Energie zu bestimmen, und der totale Querschnitt ergibt sich dann aus der Formel

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{n x} \ln \frac{I_0}{I}, \tag{6.7}$$

wo n die Zahl der Atome pro cm^3 der Probe ist, x ihre Dicke in cm, I_0 die Intensität des Bündels ohne Probe und I die Intensität mit Probe.

Als Beispiel für die Anwendung der Neutronenselektoren seien die mit ihrer Hilfe durchgeführten Untersuchungen des Querschnitts der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Silber angeführt [4]. Das Ergebnis dieser Untersuchungen — die Durchlässigkeit einer Silberprobe in Abhängigkeit von der Neutronenenergie — ist in Abb. 143 wiedergegeben. Es wurden Resonanz-

spitzen bei Energien von 5,17; 30; 41 und 53 eV gefunden. Die Form der letzten drei Resonanzspitzen ist wegen des ungenügenden Auflösungsvermögens stark verzerrt. Die Spitze bei 5,17 eV (in Abb. 143 nicht dargestellt) wurde für Proben verschiedener Dicke sehr eingehend untersucht, wobei die Werte σ_0 und Γ unmittelbar aus dem Experiment bis auf 10 % genau bestimmt

Abb. 144. Durchlässigkeit von Wolframproben verschiedener Isotopenzusammensetzung für langsame Neutronen. Die Messung wurde mit Hilfe eines mechanischen Selektors durchgeführt

Abszisse: Obere Skala — Flugdauer in μsec/m, untere — Energie in eV; Ordinate: Durchlässigkeit $T = \frac{I}{I_0}$. Die Diagramme rechts geben die Isotopenzusammensetzung an

wurden. Eine Analyse der Kurven in Nähe dieser Spitzen auf Grund der BREIT-WIGNER-Formel ergibt folgende Resonanzparameter:

$$E_0 = 5{,}17 \pm 0{,}08\ \text{eV},$$
$$\Gamma = 0{,}17 \pm 0{,}02\ \text{eV},$$
$$\sigma_0 = 10\,000 \pm 1300\ \text{barn},$$
$$\Gamma_n = 0{,}011\ \text{eV},$$
$$\text{Spin des Zwischenkerns } J = 1\,.$$

In der gleichen Arbeit wurden analoge Ergebnisse für die Resonanzspitzen des Wolframs bei $E_0 = 4$ und 19 eV gefunden.

In Abb. 144 sind Durchlässigkeitskurven für 5 Wolframproben verschiedener Isotopenzusammensetzung dargestellt (vgl. das rechte Diagramm). An Hand dieser Darstellung kann man jedes Resonanzniveau dem entsprechenden Isotop zuordnen.

§ 35. Neutronenselektoren mit moduliertem Zyklotron

Im Jahre 1938 wurde von ALVAREZ [7] ein Selektor vorgeschlagen, für den als Neutronenquelle ein Zyklotron mit moduliertem Strahl verwendet wird. In der entsprechenden Veröffentlichung sind auch die ersten Ergebnisse seiner Anwendung angeführt, die beweisen, daß sich zwischen den Neutronen und dem Paraffinmoderator ein thermisches Gleichgewicht einstellt und daß die Absorption der Neutronen im Bor dem $\frac{1}{v}$-Gesetz folgt. Die Idee von ALVAREZ diente als Grundlage für die weitere schrittweise Entwicklung des Selektors, der gegenwärtig ein ziemlich vollendetes Gerät darstellt. Ohne auf die geschichtliche Entwicklung der Selektoren mit moduliertem Zyklotron näher einzugehen, wollen wir doch die Grundlagen des Aufbaus moderner Selektoren behandeln [8].

Die Wirkungsweise eines Selektors mit moduliertem Zyklotron besteht darin, daß das Zyklotron kurzzeitige, periodische Neutronenblitze erzeugt und ein in gewisser Entfernung l vom Zyklotron angeordneter Neutronendetektor t sec nach dem Neutronenblitz für eine kurze Zeit geöffnet wird und Neutronen mit der Geschwindigkeit $v = \frac{l}{t}$ registriert. Ein Unterschied zu mechanischen Neutronenselektoren besteht lediglich in der Art und Weise der Erzeugung des Neutronenblitzes. Mechanische Selektoren werden mit zeitlich konstanten Neutronenquellen gekoppelt und modulieren das Neutronenbündel mit Hilfe eines Rotors, der aus absorbierenden Stoffen besteht. Das modulierte Zyklotron dagegen stellt eine intermittierte Neutronenquelle dar, wobei die Intensitätsmodulation des Neutronenstroms hier durch Intensitätsmodulation des auf das Berylliumtarget einfallenden Deuteronenbündels erreicht wird.

Die Modulation des Deuteronenflusses wird gewöhnlich folgendermaßen vorgenommen. Zur Erzeugung ionisierter Deuteronen benutzt man in Zyklotrons bekanntlich sogenannte Kapillarbogen, die im Mittelpunkt der Kammer angebracht werden. An die Anode dieser Ionenquelle legt man gewöhnlich eine Spannung von 300 V. Wird diese Spannung moduliert, so kann man die Ionenquelle in einen intermittierten Betriebszustand versetzen. Wenn das Eintreten der Ionen in das Beschleunigungssystem des Zyklotrons unterbrochen wird, so wird unvermeidlich auch das Auftreffen beschleunigter Ionen auf das Target unterbrochen. Auf diese Weise wird auch die Erzeugung der Neutronen im Target moduliert. Das Auftreffen der Deuteronen auf das Target ist gegenüber ihrem Austritt aus der Ionenquelle um ein Zeitintervall von der Größenordnung 5 μsec verschoben, welches zur Durchführung des Beschleunigungsprozesses erforderlich ist. Die Streuung dieses Intervalls ist klein; daher ist die Modulation der Neutronenquelle der Ionenquellenmodulation analog und zeitlich nur wenig gegenüber dieser verschoben. Als Zeitnullpunkt benutzt man im Selektor den Augenblick, in dem der Spannungsimpuls auf die Anode der Ionenquelle gegeben wird; es ist daher notwendig, die zeitliche Verschiebung der Neutronenemission zu berücksichtigen. Diese Berücksichtigung wird experimentell durchgeführt, wobei gleichzeitig auch die Verzögerung des Austritts der Neutronen aus der Quelle berücksichtigt wird, die infolge des Bremsprozesses eintritt.

Da das Target des Zyklotrons nur schnelle Neutronen liefert, für den Selektor aber langsame notwendig sind, werden in der Nähe des Targets moderierende Paraffinschichten angeordnet, die als unmittelbare Neutronenquelle für den Selektor dienen. Mit anderen Worten, die langsamen Neutronen, die auf den Detektor auftreffen, kommen nicht auf dem kürzesten Weg aus dem Target, sondern bewegen sich längs einer Zickzacklinie im Paraffin, wodurch ihr Austritt aus der Quelle verzögert wird. Eine weitere Verzögerung wird durch das registrierende System verursacht, da der Neutronenimpuls stets um eine gewisse Zeit gegenüber dem Neutroneneinfang im Detektor verschoben ist, und zwar infolge der endlichen Flankensteilheit des Impulses.

Die Synchronisation der Geräte, die die Ionenquelle und den Detektor steuern, wird gewöhnlich mit Hilfe eines Quarzgenerators bewerkstelligt. Der Quarzgenerator ist über einen Frequenzteiler mit Schaltungen zur Steuerung der Ionenquelle und dem registrierenden System verbunden. Die Schaltungen zur Steuerung der Ionenquelle ermöglichen eine stufenweise Regelung der Dauer und Folgefrequenz der Impulse. Die geringste Impulsdauer beträgt etwa 4—5 μsec. Beim Arbeiten mit langsamen Neutronen ist es zweckmäßig, zur Vergrößerung der Intensität die Impulse zu verbreitern, ohne daß das Auflösungsvermögen wesentlich beeinträchtigt wird; daher wird die Impulsbreite regelbar gestaltet.

Eine Veränderung der Folgefrequenz wird ebenfalls dann vorgenommen, wenn man von einem Bereich der Neutronengeschwindigkeiten zu einem anderen übergeht. Offensichtlich ist es nicht vorteilhaft einen Abstand zwischen den Impulsen zu haben, der wesentlich größer ist als die Flugdauer der Neutronen. Daher ist es wünschenswert, beim Übergang von einem Geschwindig-

keitsbereich der Neutronen zu einem anderen die Folgefrequenz der Impulse zu ändern.

Das registrierende System besteht gewöhnlich aus Proportionalzählern oder Ionisationskammern, die mit angereichertem BF_3 gefüllt sind, und einem Mehrkanalanalysator, in dem jeder Kanal auf eine bestimmte Zeitverzögerung abgestimmt ist und folglich Neutronen registriert, deren Geschwindigkeit dieser Verzögerung entspricht. Die Breite des Arbeitsintervalls der Kanäle, ihre gegenseitige Verschiebung sowie die gesamte Verschiebung gegenüber den Impulsen an der Ionenquelle, wird durch eine Schaltung registriert, die mit dem Quarzgenerator verbunden ist. In Abb. 145 ist das Blockschaltbild des Selektors der Columbia-Universität dargestellt, welches eine gewisse Vorstellung von dem Zusammenwirken der einzelnen Elemente vermitteln kann [8].

Die Grundprinzipien dieser Schaltung behalten auch für Selektoren anderer Laboratorien Gültigkeit. Einige Unterschiede gibt es lediglich in der technischen Ausführung der einzelnen Schaltungselemente.

In Abb. 146 ist der gesamte Selektor schematisch dargestellt. Das Neutronenbündel wird mit Hilfe von Paraffin, Bor und Cadmium ausgeblendet. Die zu untersuchende Probe befindet sich in der Mitte zwischen der Neutronenquelle und dem Detektor. In Hinblick auf das Auflösungsvermögen ist es günstig, den Abstand Quelle — Detektor möglichst groß zu halten, anderer-

Abb. 145. Blockschaltbild eines Selektors mit moduliertem Zyklotron

seits aber führt dies zu einer Verminderung der Bündelintensität. In der Praxis beträgt dieser Abstand 5 bis 6 m.

Das Auflösungsvermögen eines Selektors mit moduliertem Zyklotron wird ebenso wie das eines mechanischen Selektors aus dem Verhältnis der Zeitauflösung zur Flugdauer bestimmt und ist für beide Selektortypen von gleicher Größenordnung. So beträgt die Zeitauflösung des Selektors der Columbia-Universität 1 μsec/m, d. h. ebensoviel wie die eines mechanischen Selektors.

Abb. 146. Allgemeines Schema eines Selektors mit moduliertem Zyklotron

1 Kammer des Zyklotrons, *2* Berylliumtarget, *3* Paraffinquelle langsamer Neutronen, *4* Kollimatorschirm, *5* Elektromagnet des Zyklotrons, *6* Anregungsspule, *7* Verstärker, *8* Kollimator, *9* Zählrohr mit BF_3, *10* Probe, *11* Resonanzlinie mit Duantenträger, *12* Wasserbehälter

Das Auflösungsvermögen für beide Selektortypen ist also gleich, und der Bereich der Neutronenenergien, der einer Untersuchung unterzogen werden kann, ist in beiden Fällen ebenfalls der gleiche. Bei kleinen Energien ist dieser Bereich nur durch die Möglichkeit der Erzeugung sehr langsamer Neutronen begrenzt; das Auflösungsvermögen des Selektors ist hier sehr gut. Sehr langsame Neutronen entsprechen dem Schwanz der MAXWELL-Verteilung thermischer Neutronen, und ihre Intensität ist daher sehr gering. In extremen Fällen reichte die untere Grenze des Energiebereiches bis zu 0,002 eV herab, gewöhnlich jedoch liegt sie bei 0,01 eV.

Bei großen Energien ist der Bereich der Messungen durch Verschlechterung des Auflösungsvermögens begrenzt. Eine zuverlässige Untersuchung der Form der Resonanzmaxima mit befriedigendem Auflösungsvermögen ist nur bis zu Energien von 10 eV möglich. Bei höheren Energien kann man ein Resonanzmaximum zwar feststellen und seine Lage genügend genau bestimmen, seine

Form aber wird unvermeidlich verfälscht. Die entferntesten Resonanzmaxima, die mit Hilfe von Selektoren ermittelt wurden, lagen bei Energien von etwa 5000 eV (z. B. bei Kobalt).

Als Beispiel für die Anwendung eines Selektors mit moduliertem Zyklotron verweisen wir auf die Ergebnisse der Arbeit [8], in der an Hand von Durchlässigkeitsmessung der totale Querschnitt von Silber, Gold, Brom, Eisen und anderen Elementen bestimmt wurde. Für Silber und Gold wurden besonders eingehend die Resonanzmaxima bei 5,23 bzw. 4,87 eV untersucht, die schon aus vorhergehenden Untersuchungen bekannt waren; ihre Lage wurde präzisiert. Für Brom wurden Resonanzmaxima bei 3,57; 54; 104; 136 eV und nicht aufgelöste Resonanzstellen bei höheren Energien gefunden. Für Eisen ergab sich folgende Abhängigkeit des totalen Querschnitts (in barn) von der Neutronenenergie (in eV) im Bereich thermischer Energien:

$$\sigma_{\text{tot}} = 11{,}2 + 0{,}33\, E^{-\frac{1}{2}}.$$

Eine ähnliche Abhängigkeit wurde auch für die meisten anderen Elemente ermittelt. Diese Abhängigkeit gestattet für den totalen Querschnitt der Wechselwirkung, die Streu- und Einfangprozesse zu trennen. Sie tritt dann auf, wenn die Resonanzstelle nicht in der Nähe des thermischen Bereiches liegt (sondern bei höheren Energien). Unter dieser Bedingung ist der totale Querschnitt zusammengesetzt aus dem Querschnitt der Streuung, die in weiter Entfernung von der Resonanzstelle eine reine Potentialstreuung ist und einen von der Neutronenenergie unabhängigen Querschnitt hat, und aus dem Einfangquerschnitt, der $\frac{1}{v} \sim E^{-\frac{1}{2}}$ proportional ist. In der für den totalen Querschnitt des Eisens angegebenen Formel stellt also das erste Glied den Streuquerschnitt dar ($\sigma_{\text{str}} = 11{,}2$ barn), das zweite den Einfangquerschnitt $\left(\sigma_{\text{Einf}} = 0{,}33\, E^{-\frac{1}{2}} \text{ barn}\right)$. Ein ähnlicher Ausdruck für den totalen Querschnitt von Zink, der in den gleichen Experimenten ermittelt wurde, hat die Form

$$\sigma_{\text{tot}} = 3{,}85 + 0{,}14\, E^{-\frac{1}{2}}.$$

Folglich gilt im Bereich thermischer Energien für Zink:

$$\sigma_{\text{str}} = 3{,}85 \text{ barn}, \quad \sigma_{\text{Einf}} = 0{,}14\, E^{-\frac{1}{2}} \text{ barn}.$$

Außerdem wurden in der gleichen Arbeit für Eisen Sprünge des Querschnitts bei Neutronenenergien beobachtet, die Wellenlängen von 2,3 und 2,8 Å entsprechen. Diese Sprünge sind das Ergebnis von Brechungseffekten bei der Neutronenstreuung an Eisenkristallen. Sie werden auch bei vielen Elementen beobachtet, die in kristalliner Form untersucht werden.

An Hand solcher Durchlässigkeitsmessungen für Neutronen verschiedener Energien wurden mit Hilfe von Selektoren die totalen Querschnitte einer großen Anzahl von Elementen und einzelner Isotope untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Querschnittsalben graphisch dargestellt

(s. [3]). Die Untersuchungen der totalen Querschnitte an Hand der Bündelschwächung sind grundsätzlich und auch in der praktischen Durchführung sehr einfach; daher wurde für sie das umfangreichste Material gesammelt. Eine Trennung der Streu- und Einfangseffekte kann in vielen günstigen Fällen auf dem angegebenen Weg aus dem Verlauf des Querschnitts im Bereich thermischer Energien vorgenommen werden. Im Resonanzgebiet jedoch, wo sich die Resonanzstreuung in komplizierter Art und Weise mit der Neutronenenergie ändert, ist eine solche Möglichkeit nicht vorhanden. Daher ist es sehr wünschenswert, eine Meßmethode zur Bestimmung nur eines der Querschnitte, z. B. des Streuquerschnittes, zu finden.

Eine Methode zur Untersuchung der Streuung unabhängig vom Einfang mit Hilfe eines Neutronenselektors wurde von Tittman und Sheer [9] vorgeschlagen und zur Messung des Streuquerschnitts von Gold benutzt.

Man untersucht nicht die Schwächung des Bündels, die durch Streuung und Einfang hervorgerufen wird, sondern die Intensität der gestreuten Neutronen in beliebigen Richtungen außerhalb des Bündels. Da die Geschwindigkeiten der Neutronen klein sind, wird die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen kugelsymmetrisch sein. Daher kann der gesamte Streuquerschnitt sehr einfach aus einer Messung des differentiellen Querschnitts gewonnen werden, der einem beliebigen Streuwinkel entspricht. Bei der Berechnung der Neutronengeschwindigkeiten hat man offenbar die Bewegung der Neutronen entlang der gebrochenen Linie zu berücksichtigen, die von der Quelle zur Streusubstanz und von der Streusubstanz zum Detektor führt. Die Geschwindigkeitsselektion der Neutronen wird auf die übliche Art und Weise mit Neutronenselektoren durchgeführt. Das von den Autoren verwendete Gerät entsprach vollkommen dieser Aufgabe. Der wichtigste Teil dieses Gerätes — die Kammer mit einer Kollimatorsektion, der Streuprobe, die im Bündel angeordnet ist, und den Borproportionalzählern, die sich außerhalb des Bündels befinden — ist in Abb. 147 dargestellt. Die Kammer ist von allen Seiten mit Paraffin und Bor abgeschirmt, um die Neutronen zurückzuhalten, die von den umgebenden Gegenständen gestreut werden.

Zur Bestimmung des Streuquerschnittes ist es ausreichend, wenn man die Intensität des Bündels und die Zahl der Neutronen, die in einen bestimmten Raumwinkel gestreut werden, kennt. Der Streuquerschnitt kann dann leicht berechnet werden, wenn die Dicke der Streuprobe klein ist, so daß man die Mehrfachstreuung vernachlässigen kann.

Indessen ist die Streuung an dünnen Proben sehr gering, die Durchführung des Experimentes erweist sich in diesem Fall als sehr schwierig.

Zur Umgehung dieser Schwierigkeit beschritten die Autoren folgenden Weg. Angenommen, die Probe sei unendlich dick. Der Teil der Neutronen, der von der Probe in Richtung der Zählrohre gestreut wird, hängt dann erstens von der Geometrie des Gerätes und zweitens vom Verhältnis des Streuquerschnitts zum Einfang- oder zum totalen Querschnitt ab. Bleiben die geometrischen Verhältnisse unveränderlich, so wird der Anteil der gestreuten Neutronen nur eine Funktion $F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right) = \frac{N}{N_0}$ des Verhältnisses der Querschnitte sein. Wäre

$F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right)$ bekannt, so könnte man durch Messung von $\frac{N}{N_0}$ die Größe $\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}$ für beliebige Neutronenenergien ermitteln. In diesem Fall kann man auch dicke Streuproben verwenden, die eine genügend große Intensität gestreuter Neutronen liefern.

Zur Bestimmung von $F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right)$ benutzten die Autoren dicke Standardstreuproben aus B_2O_3 oder Ni_2B. Den totalen Querschnitt beider Standardproben kann man in der Form $\sigma_{tot} = \sigma_{str} + aE^{-\frac{1}{2}}$ darstellen, da der Streuquerschnitt sowohl für B als auch für Ni und O nicht von der Energie abhängt

Abb. 147. Schema einer Kammer zur Untersuchung der Resonanzstreuung von Neutronen mit Hilfe eines Selektors

1 Vordere Abschirmung, *2* Zählrohr mit BF_3, *3* Vorverstärker, *4* Mischstufe, *5* Neutronenspektrometer, *6* Kathodenfolger, *7* Vierstufenverstärker, *8* Hintere Abschirmung, *9* Streutarget, *10* Kammer aus Aluminiumfolien

und der Einfangquerschnitt für Bor sich wie $\frac{1}{v} \sim E^{-\frac{1}{2}}$ ändert. Aus Messungen von σ_{tot} für beide Proben mit Hilfe eines Neutronenselektors nach dem üblichen Verfahren der Bündelschwächung fanden die Autoren

$$\sigma_{tot}(Ni_2B) = (40{,}2 \pm 1) + (133 \pm 3)\, E^{-\frac{1}{2}},$$

$$\sigma_{tot}(B_2O_3) = (20{,}9 \pm 1{,}5) + (218 \pm 3{,}5)\, E^{-\frac{1}{2}}.$$

Da das erste Glied gleich σ_{str} ist, erhalten wir

$$\text{für } Ni_2B\colon \frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}} = \left(1 + 3{,}31\, E^{-\frac{1}{2}}\right)^{-1},$$

$$\text{für } B_2O_3\colon \frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}} = \left(1 + 10{,}4\, E^{\frac{1}{2}}\right)^{-1},$$

d. h., für beide Standardstreuproben ist die Änderung von $\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}$ mit der Energie der Neutronen gut bekannt. Hat man daher mit beiden Proben den Anteil der gestreuten Neutronen als Funktion der Neutronenenergie gemessen, so kann man die Funktion $F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right)$ aufstellen. Es ist zu bemerken, daß zur Aufstellung der Funktion $F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right)$ die Messung mit nur einer Probe genügt. Die zweite Probe dient nur zur Kontrolle.

Abb. 148. Die Funktion $F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right)$ aus Messungen mit Standardproben. ○ — Messungen mit einem B_2O_3-Target; ● und × — Messungen mit einem Ni_2B-Target

Zur Bestimmung des Anteils der gestreuten Neutronen muß man nicht nur die Zahl der gestreuten, sondern auch die Zahl der auf die Probe auftreffenden Neutronen verschiedener Energie messen. An Stelle einer Messung der Zahl der auffallenden Neutronen bestimmten die Autoren mit der gleichen Anordnung die ihr proportionale Zahl der Neutronen, die von einem Stoff gestreut werden, dessen Streuquerschnitt nicht von der Energie abhängt und dessen Einfangquerschnitt praktisch gleich Null ist. Offensichtlich wird eine solche Streuprobe unabhängig von der Neutronenenergie stets den gleichen Anteil gestreuter Neutronen liefern, und sie kann folglich zur Messung der Intensität des Neutronenbündels bei beliebigen Energien dienen. Die Autoren wählten als solche Streuprobe Kohlenstoff, dessen Streuquerschnitt für Neutronenenergien von 0,2 bis zu einigen hundert eV konstant und gleich 4,6 barn ist, während man σ_{Einf} praktisch gleich Null setzen kann.

Zur Aufstellung der Funktion $F\left(\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}\right)$ bestimmten die Autoren das Verhältnis der Zahl N_{str} der an der Standardprobe gestreuten Neutronen zur Zahl N_C der an Kohlenstoff gestreuten Neutronen gleicher Energie. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 148 wiedergegeben, wo auf der Abszissenachse das Verhältnis $\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}$ aufgetragen ist, welches eine bekannte Funktion

der Neutronenenergie darstellt, die man aus den angegebenen Formeln ermitteln kann. Auf der Ordinatenachse ist $F\left(\frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{tot}}}\right)$ aufgetragen. Beide Standardproben führten zu einem übereinstimmenden Ergebnis, obwohl das Verhältnis $\frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{tot}}}$ für sie bei allen Neutronenenergien verschieden war.

Die Autoren benutzten die Kurve $F\left(\frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{tot}}}\right)$ und bestimmten das Verhältnis der Anzahl der Neutronen beliebiger Energie N_x, die an der zu untersuchenden Goldprobe gestreut werden, zur Zahl N_C der an Kohlenstoff gestreuten Neutronen, woraus sie $\frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{tot}}}$ für Gold ermitteln, da

$$\frac{N_x}{N_C} = F\left(\frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{tot}}}\right).$$

Abb. 149. Das Verhältnis $\frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{tot}}}$ für Gold

Bezeichnung	Γ_n/Γ	J	Γ_n, [eV]	Γ[eV]	$\sqrt{\sigma}\cdot 10^{-12}$[cm]	$G\delta_p$, 10^{-24}cm Spinorientierung ohne Resonanz
▬▬▬▬	0,123	1	0,0211	0,172	$R_1 = 1{,}03$	6,60
		2	0,0163	0,133	$R_2 = 0{,}798$	6,60
------------	0,147	1	0,0234	0,159	$R_1 = 1{,}03$	6,60
		2	0.0181	0,123	$R_2 = 0{,}798$	6,60
————	0,123	1	0,0211	0,172	$R_1 = 1{,}13$	6,60
		2	0,0163	0,133	$R_2 = 0{,}874$	6,60

Aus Messungen über den gesamten Energiebereich, der mit dem Selektor erfaßt werden kann, erhalten sie somit das Verhältnis $\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}(E)$ als Funktion der Energie. Da $\sigma_{tot}(E)$ aus einfacheren Messungen der Schwächung des Neutronenbündels bekannt ist, kann man aus diesem Verhältnis $\sigma_{str}(E)$ bestimmen.

In Abb. 149 sind die von TITTMAN und SHEER erhaltenen Werte für $\frac{\sigma_{str}}{\sigma_{tot}}$ für Gold in Abhängigkeit von der Flugdauer (untere Skala) oder der Neutronenenergie (obere Skala) dargestellt. Die Punkte entsprechen den Meßergebnissen, die Kurven den theoretischen Formeln, in welche die Konstanten eingesetzt sind, die aus der zur Abb. 149 gehörenden Übersicht hervorgehen.

Die theoretischen Formeln für den Einfang- bzw. Streuquerschnitt im Fall eines einzelnen Resonanzniveaus, wie es im Fall des Goldes vorliegt, können in der Form

$$\sigma_{Einf}(E) = \sigma_{Einf_0}\sqrt{\frac{E_0}{E}}\,\frac{\Gamma^2}{4(E-E_0)^2+\Gamma^2},$$

$$\sigma_{str} = (g_1\sigma_{p_1} + g_2\sigma_{p_2}) + 4\pi g_{1,2}\left[\frac{\lambda_0^2\Gamma_n^2 + 4\lambda_0\Gamma_n R_{1,2}(E-E_0)}{4(E-E_0)^2+\Gamma^2}\right]$$

dargestellt werden. Hier sind $\sigma_{Einf_0} = 4\pi\lambda_0^2 g_{1,2}\frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{\Gamma^2}$ der Einfangquerschnitt für das Maximum der Resonanzkurve, $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ die gesamte Resonanzbreite, die sich aus der Neutronenbreite Γ_n und der Strahlungsbreite Γ_γ zusammensetzt, λ_0 die Neutronenwellenlänge bei der Resonanzenergie E_0, $\sigma_p = 4\pi R^2$ der Querschnitt der Potentialstreuung, R der Kernradius und $g_{1,2} = \frac{(2J_{1,2}+1)}{2(2I+1)}$ die statistischen Gewichte der beiden Zustände, wobei $J_{1,2} = I \pm \frac{1}{2}$ der Spin des Zwischenkerns ist, der sich aus dem Spin 1 des bombardierten Kerns und dem Spin $\frac{1}{2}$ des Neutrons zusammensetzt und folglich zwei Werte annehmen kann. Da der Spin von Au^{197} gleich $\frac{3}{2}$ ist, hat J den Wert 1 oder 2. Die beiden Zustände des Zwischenkerns mit dem Spin 1 oder 2 gehen in die Formel gleichzeitig und unabhängig voneinander ein, wobei der Resonanzanteil der Formel nur dem Zustand entspricht, für den die Resonanz eintritt; daher muß von den Größen, die mit doppeltem Index versehen sind, nur eine in die Formel eingesetzt werden.

Da die statistischen Gewichte der beiden Zustände verschieden sind, haben auch die Formeln für σ_{Einf} und σ_{str} verschiedene Formen. Vergleicht man also die experimentellen Werte für σ_{Einf} bzw. σ_{str} mit diesen Formeln, so kann man entscheiden, welchem Zustand die Resonanz zuzuordnen ist, d. h., welcher Spinwert dem Zwischenkern entspricht, der beim Einfang eines Neutrons mit der Energie von etwa $E_0 = 4{,}87$ eV entsteht.

In Übereinstimmung hiermit kann man in den Formeln eindeutig alle Konstanten für jeden Zustand einzeln bestimmen. Das Ergebnis einer Analyse der von den Autoren gewonnenen Meßergebnisse ist in Tab. 24 dargestellt.

Tabelle 24. Gemessene und berechnete Parameter für das Goldresonanzniveau
$E_0 = 4{,}87 \pm 0{,}07$ eV, $\frac{\Gamma_n}{\Gamma} = 0{,}123 \pm 0{,}013$, $g_{2,1}\,\sigma_{p_{2,1}} = 6{,}60 \pm 0{,}33$ barn

J	$R_{1,2}$ [barn]	Γ [eV]	Γ_n [eV]	$\sigma_{p_{2,1}}$ [barn]	$\sigma_{p_{1,2}}$ [barn]	$\sigma_{\text{tot},0}$ [barn]
1	1,03 ± 0,09	0,172 ± 0,01	0,0211 ± 0,0013	10,6	13,3	24600
2	0,789 ± 0,06	0,133 ± 0,009	0,0163 ± 0,001	17,6	8,0	41100

Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, unterscheiden sich die meisten Parameter für die beiden Kernzustände ziemlich stark voneinander. Die Autoren sind der Meinung, daß die Meßergebnisse besser den Parametern für den Zustand mit $J = 1$ entsprechen.

Die Autoren wählen $J = 1$ für das Resonanzniveau und berechnen unter Benutzung der entsprechenden Parameter aus Tab. 24 an Hand der theoretischen Formeln einzeln σ_{str} und σ_{Einf} in Abhängigkeit von der Energie; die entsprechenden Kurven sind in Abb. 150 dargestellt.

Abb. 150. Der Einfangquerschnitt σ_{Einf} und der Streuquerschnitt σ_{str} für Gold im Resonanzgebiet nach Tittman und Sheer
$\Gamma = 0{,}172$ eV, $\Gamma_n = 0{,}0211$ eV, $R_1 = 1{,}03 \cdot 10^{-12}$ cm, $R_2 = 0{,}917 \cdot 10^{-12}$ cm, $J = 1$

Diese Methode der unmittelbaren Messung des Streuquerschnitts als Funktion der Neutronenenergie kann offenbar mit Erfolg auf Energiebereiche ausgedehnt werden, in denen das Auflösungsvermögen des Selektors zur Untersuchung des Resonanzverlaufs des Querschnitts ausreichend ist. Die Ergebnisse, die auf diese Weise ermittelt werden können, sind sehr wesentlich, da sie nicht nur die unmittelbare Bestimmung des Verlaufs des Streuquerschnitts gestatten, sondern auch die Bestimmung praktisch aller Parameter, die den Zustand des Kernes charakterisieren ($\Gamma_n\,\Gamma_\gamma$, J und die effektiven Radien für die beiden Werte des Spins J).

§ 36. Kristallmonochromatoren

Die Wirkungsweise eines Kristallmonochromators für Neutronen beruht auf der Braggschen Reflexion der Neutronen an Kristallen. Wenn auf eine ebene Oberfläche des Kristalls, welche einer der Gitterebenen (deren gegenseitiger

Abstand gleich a sein möge) parallel ist, ein Bündel von Neutronen mit kontinuierlichem Spektrum unter dem Winkel φ (zwischen der Ebene und dem Bündel) auftrifft, so wird unter dem gleichen Winkel von der Oberfläche ein Bündel reflektiert, in dem nur Neutronen enthalten sind, für die die BRAGGsche Beziehung

$$2a\sin\varphi = n\lambda = n\frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

erfüllt ist. Hier ist λ die Neutronenwellenlänge und n die Ordnung der Reflexion (eine ganze Zahl). Die Energie der reflektierten Neutronen ergibt sich aus der Gleichung

$$E_n = \frac{n^2}{\sin^2\varphi}\,\frac{h^2}{8ma^2}.$$

Somit bilden die am Kristall reflektierten Neutronen mehrere monochromatische Gruppen, die den Reflexionen verschiedener Ordnung entsprechen. Die restlichen Neutronen des kontinuierlichen Spektrums gehen entweder durch den Kristall hindurch, wenn dessen Dicke nicht groß ist, oder sie werden von diesem in alle Richtungen gestreut. Ihre Intensität unter dem Reflexionswinkel ist daher klein und kann als Untergrund berücksichtigt werden. Die Aussonderung einer monochromatischen Neutronengruppe aus dem reflektierten Bündel ist dank folgender Umstände möglich. Erstens nimmt die Intensität der Reflexion gewöhnlich mit größer werdender Ordnung n ab. Dies hängt damit zusammen, daß alle Abweichungen des Kristalls vom idealen (insbesondere die Abweichungen, die mit der Wärmebewegung der Atome zusammenhängen) sich um so mehr bemerkbar machen, je größer die Ordnung n ist, da die Wellenlänge der reflektierten Neutronen umgekehrt proportional zu n ist. Je kleiner aber die Wellenlänge wird, desto mehr ist die Kohärenzbedingung der Wellen gestört, die an verschiedenen, aus den Gitterknotenpunkten gehobenen Zentren gestreut werden. Die stärkste Reflexion beobachtet man daher bei niedriger Ordnung, während die Beimischung der Gruppen höherer Ordnung geringfügig ist.

Zweitens hat man die Möglichkeit, die Reflexion der Neutronen in einigen Ordnungen zu unterdrücken. Diese Möglichkeit beruht darauf, daß verschiedene Kerne die Neutronen mit entgegengesetzter Phase streuen können. So enthält z. B. ein LiF-Kristall in den Gitterebenen (111) abwechselnd nur Li- oder nur F-Atome. Es zeigt sich nun, daß die Phasen der Neutronenwellen, die an Li und F gestreut werden, entgegengesetzt sind. Die Reflexion zweiter Ordnung an diesen Ebenen entspricht also praktisch einer verschwindend kleinen Intensität. Das gleiche wird für alle Reflexionen gerader Ordnung an LiF der Fall sein (ausführlicher s. Kap. VII). Durch geeignete Wahl der Kristalle und reflektierenden Gitterebenen kann man also praktisch die Reflexionen einiger höherer Ordnungen beseitigen.

Schließlich kann man die Selektion einer einzelnen monochromatischen Neutronengruppe im reflektierten Bündel durch Beeinflussung des Spektrums der auf den Kristall auffallenden Neutronen erreichen. Da die Energie der reflektierten Neutronen dem Quadrat der Reflexionsordnung proportional ist

($E_n \sim n^2$), ist es günstig, wenn der ersten Ordnung der Reflexion eine größere Anzahl von Neutronen im Spektrum des auffallenden Bündels entspricht als den übrigen. Dies ist automatisch erfüllt, wenn die Energie der Neutronen erster Ordnung größer oder gleich der Energie des Maximums der MAXWELL-Verteilung ist. Da im überthermischen Bereich das Spektrum der Neutronen, die von einem Moderator ausgesendet werden, wie $\frac{1}{E}$ abfällt, wird schon aus diesem Grunde die Intensität der reflektierten Neutronen annähernd proportional zu $\frac{1}{n^2}$ sein. Für die Reflexion des langsamen Anteils der MAXWELL-Verteilung sind die Bedingungen weniger günstig. In diesem Fall ist es schwieriger, sich von Beimischungen höherer Ordnung zu befreien, und

Abb. 151. Kristallmonochromator nach ZINN

1 Schirm für das Neutronenbündel, *2* Kristall, *3* Einfallendes Bündel, *4* Gebeugtes Neutronenbündel *5* Parallelspalt, *6* BF_3-gefülltes Proportionalzählrohr, *7* Reaktorabschirmung

Untersuchungen mit Kristallmonochromatoren sind in diesem Bereich weniger zuverlässig. Auf jeden Fall kann man in einem ziemlich breiten Spektralbereich mit Hilfe von Kristallmonochromatoren wirklich praktisch einzelne Gruppen monochromatischer Neutronen im reflektierten Bündel erhalten.

Als Neutronenquelle für einen Kristallmonochromator werden gewöhnlich Uranreaktoren benutzt. Ein schmales Neutronenbündel wird durch eine Öffnung in der Wand des Reaktors aus diesem herausgeführt und auf den Kristall des Monochromators gerichtet. Der Kristall ist auf einem drehbaren Tisch angeordnet. In einigem Abstand von ihm befindet sich ein Neutronendetektor (BF_3-gefüllte Zählrohre oder Ionisationskammern), der auf einer Tragstütze befestigt wird und um eine Achse gedreht werden kann, die durch den Kristall geht. Offenbar muß der Drehwinkel des Detektors doppelt so groß sein wie der des Kristalls. Dies wird gewöhnlich durch eine spezielle mechanische Kopplung erreicht. Durch gleichzeitige Drehung des Kristalls

und des Detektors, d. h. durch Änderung des Winkels φ, kann man im reflektierten Bündel Neutronen mit verschiedener sich stetig ändernder Energie erhalten, da

$$E \sim \frac{1}{\sin^2 \varphi}.$$

Monochromatische Neutronenbündel mit variabler Energie, die man durch Reflexion an einem Kristall erhält, werden zur Untersuchung der Abhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnitts langsamer Neutronen von ihrer Energie benutzt.

Wie bei den Selektoren läßt sich auch hier der totale Querschnitt der Neutronenwechselwirkung durch Messung der Bündelschwächung in dem zu untersuchenden Stoff am einfachsten bestimmen. Da der Kristall das Spektrum der einfallenden Neutronen nicht ändert, sondern diese nur auf die einzelnen Winkel verteilt, und da folglich die Intensität der reflektierten Neutronen gegebener Energie der Intensität der einfallenden proportional ist, kann man die Materialprobe sowohl in das auf den Kristall auffallende Bündel bringen als auch in das reflektierte Bündel zwischen dem Kristall und dem Detektor.

In Abb. 151 ist der erste Neutronenkristallmonochromator abgebildet, der von ZINN [10] gebaut und angewendet wurde. Außer dem Kristall, Detektor und Drehmechanismus ist im Monochromator gewöhnlich noch ein Kollimator vorhanden, der vor dem Detektor angeordnet wird und Neutronen von ihm fernhält, die an Gegenständen der Umgebung (des Detektors) gestreut werden. In der Anordnung von ZINN dienten Cadmiumspalte als solche Kollimatoren.

Abb. 152. Kristallmonochromator mit gekrümmtem Kristall

1 Betonverkleidung des Reaktors, 2 Kollimator, 3 NaCl-Kristall, 4 Zählrohr

Ein Monochromator anderen Typs, der dem Röntgenspektrometer von KOSCHUA analog ist, wurde im Clinton-Laboratorium gebaut. Er ist in Abb. 152 schematisch dargestellt. Mit Hilfe eines Cadmiumkollimators wird hier aus dem Reaktor ein konvergierendes Neutronenbündel herausgeführt. Im Bündel wird ein gebogener Kristall angeordnet. Die reflektierenden Ebenen liegen senkrecht zu den gebogenen Oberflächen, und der Kristall reflektiert daher einen Teil der Neutronen des auf ihn fallenden Bündels. In diesem Monochromator wird das reflektierte Bündel fokussiert, so daß es in der Nähe des Brennpunktes sehr schmal ist. In einem solchen Bündel können sehr kleine Proben untersucht werden, d. h., die Untersuchung kann auf Stoffe aus-

gedehnt werden, die nur in geringen Mengen vorhanden sind, wie z. B. einzelne Isotope. Außerdem kann durch Verwendung sehr schmaler Kollimatoren vor dem Detektor der Untergrund der gestreuten Neutronen herabgedrückt werden. Die energetische Breite des Neutronenbündels beträgt in diesem Spektrometer bei Energien von 2 eV etwa 0,12 eV, d. h., das Auflösungsvermögen ist in diesem Bereich gleich 6 %.

Abb. 153. Ansicht eines Kristallspektrometers mit zwei Kristallen

1 Tischchen für den ersten Kristall, *2* Hebelarm zur Drehung des zweiten Kristalls um den ersten, *3* Tischchen für den zweiten Kristall, *4* Hebelarm zur Drehung des Zählrohrs um den zweiten Kristall, *5* Zählrohr mit Abschirmung und Kollimator

Von den in der Literatur beschriebenen modernen Monochromatoren sei noch auf das im kanadischen Chalk-River-Laboratorium [11] konstruierte Gerät verwiesen. Eine Photographie dieses Gerätes zeigt Abb. 153.

In Abb. 154 und 155 sind Kurven der Intensitätsabhängigkeit des reflektierten Bündels vom Winkel φ für verschiedene Kristalle angegeben. Wie aus den Abbildungen ersichtlich ist, liefert die Reflexion an den (100)-Ebenen eines NaCl-Kristalls im durchgehenden Bündel das beste Ergebnis. In Abb. 156 ist für diesen Kristall der Gehalt an Neutronen verschiedener Ordnung im reflektierten Bündel angegeben. Auf der Abszissenachse ist die Energie der Neutronen erster Ordnung aufgetragen, auf der Ordinatenachse die Intensität. Die Intensität der einzelnen Neutronengruppen wurde aus Absorptionskurven für Bor bestimmt (Pyrexschichten verschiedener Dicke). Aus diesen Kurven ist ersichtlich, daß die Beimischung der Neutronengruppen 2. und 3. Ordnung größer wird, wenn die Energie der Neutronen 1. Ordnung links vom Maximum der MAXWELL-Verteilung liegt.

In Tab. 25 sind Daten für ein Spektrometer mit einem Kalzitkristall (211) angeführt; der Öffnungswinkel des reflektierten Bündels beträgt dabei $\Delta\varphi = 4{,}8'$.

Tabelle 25. Daten für ein Spektrometer mit Kalzitkristall (211)

φ [Grad]	E [eV]	$\frac{\Delta E}{E}$ [%]
20	0,019	0,8
10	0,078	1,6
5	0,29	3,1
2	1,8	7,5
1	7,3	14,0
0,5	29,0	26,0

Abb. 154. Intensität der Neutronenbündel, die an verschiedenen Kristallen reflektiert wurden

1 LiF, Reflexion an der (100)-Ebene, *2* Kalzit, Durchgang durch die (211)-Ebene, *3* LiF, Durchgang durch die (100)-Ebene. Abszisse: Ergänzung zum Einfallswinkel φ; Ordinate: Relative Intensität

Die Abhängigkeit des Auflösungsvermögens eines Kristallmonochromators von der Energie ist aus der Formel ersichtlich, die man einfach durch Differentiation des Ausdrucks $E = \frac{n^2 h^2}{8 m a^2} \frac{1}{\sin^2\varphi}$ erhält:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta\lambda}{\lambda} = 2\operatorname{ctg}\varphi \cdot \Delta\varphi .$$

Die Energie der reflektierten Neutronen ist $\sin^2\varphi$ umgekehrt proportional und wächst daher mit abnehmendem Winkel φ. Gleichzeitig wächst aber auch $\frac{\Delta E}{E}$, da $\operatorname{ctg}\varphi$ größer wird.

Der für eine Untersuchung geeignete Energiebereich ist nach oben wegen Verschlechterung des Auflösungsvermögens und wegen der sich ergebenden sehr kleinen Reflexionswinkel begrenzt. So werden an einem Kristall, dessen Gitterkonstante 2,5 Å beträgt, 10-eV-Neutronen in der ersten Ordnung unter einem Winkel von 1° reflektiert. Es ist praktisch unmöglich, in den Bereich kleinerer Winkel vorzudringen, um den Energiebereich zu er-

Abb. 155. Intensität der Neutronen nach der Reflexion an einem NaCl-Kristall (durchgehendes Bündel) und an einem LiF-Kristall (reflektiertes Bündel) für verschiedene Winkel

1 NaCl, Durchgang durch die (100)-Ebene, *2* LiF, Reflexion an der (100)-Ebene. Abszisse: Ergänzung zum Einfallswinkel; Ordinate: Relative Intensität

weitern. Nach unten (bei kleinen Energien) ist der Energiebereich nicht so sehr durch Verminderung der absoluten Intensität langsamer Neutronen der MAXWELL-Verteilung begrenzt, sondern vielmehr durch die wachsende Intensität der Neutronengruppen, die in höheren Ordnungen reflektiert werden.

Abb. 156
Intensität der Neutronenreflexion verschiedener Ordnung an einem NaCl-Kristall

Meßpunkte für Neutronen verschiedener Ordnung: *1* der Ersten, *2* der Zweiten, *3* der Dritten Ordnung
Theoretische Kurven: *I* für 320° K, *II* für 340° K

In Abb. 157 ist die mit Hilfe eines Kristallmonochromators gewonnene Energieabhängigkeit des totalen Querschnitts σ_{tot} für Europium dargestellt.

Abb. 157. Totaler Querschnitt des Europiums, der mit Hilfe eines Kristallmonochromators gemessen wurde

§ 37. Indirekte Methoden zur Untersuchung der Resonanzabsorption

Mit Hilfe von Neutronenselektoren und Kristallmonochromatoren kann die Abhängigkeit des Neutronenquerschnitts von der Energie, insbesondere für die Resonanzabsorption der Neutronen, unmittelbar untersucht werden. Sie sind heutzutage das beste Mittel zur Lösung dieser Aufgabe. Diese Geräte wurden aber erst gegen Ende der vierziger Jahre, als die Neutronenphysik schon etwa 15 Jahre eine Rolle spielte, entwickelt und angewendet. Bis zu dieser Zeit wurden viele indirekte Methoden entwickelt, deren Anwendung nicht nur qualitativ den Resonanzcharakter der Absorption klarlegte, sondern in vielen Fällen auch zufriedenstellende quantitative Ergebnisse lieferte. So erhielt man z. B. für die Resonanzabsorption in Cadmium aus indirekten Messungen einen Wert für Resonanzenergie und Niveaubreite von $E = 0{,}18\,\mathrm{eV}$ und $\Gamma = 0{,}1$ eV [12]. Die genaueren Meßergebnisse, die später mit Hilfe eines Selektors mit moduliertem Zyklotron ermittelt wurden, betragen $E_0 = 0{,}176\,\mathrm{eV}$, $\Gamma = 0{,}115$ eV, d. h., sie unterscheiden sich nur wenig von den früheren Werten. Einige der indirekten Methoden zur Untersuchung der Resonanzabsorption von Neutronen haben ihre Bedeutung auch heute noch nicht verloren. Sie helfen, die Ergebnisse der direkten Untersuchungen mit Hilfe von Selektoren und Kristallmonochromatoren zu vervollständigen.

Eine der am weitesten verbreiteten Methoden zur Messung der Resonanzenergie E_0 beruht auf der Bestimmung der Absorption in Bor. Schon lange vor der endgültigen und direkten Bestätigung mit Hilfe von Selektoren war bekannt, daß die Neutronenabsorption in Bor dem $\frac{1}{v}$-Gesetz gehorcht. Benutzt man diesen Umstand, so kann man die Energie E_0 bestimmen, indem man die Schwächung der Resonanzneutronen im Bor mißt.

Der totale Querschnitt des Bors ist gegenwärtig sehr genau bekannt. Er läßt sich durch die Formel

$$\sigma(E) = 114 E^{-\frac{1}{2}}$$

darstellen, wo E in eV und σ in barn anzugeben ist.

Der totale Querschnitt des Bors für Resonanzneutronen kann sehr einfach für Stoffe gemessen werden, in denen der Neutroneneinfang zu radioaktiven Isotopen führt. Bringt man die mit Cadmium abgeschirmte Probe eines solchen Stoffes in ein Bündel langsamer Neutronen, so wird sie hauptsächlich nur durch Resonanzneutronen aktiviert, da das Cadmium die thermischen Neutronen absorbiert, für die der Einfangquerschnitt gewöhnlich groß ist. Schwächt man den Fluß der auf diese Weise selektierten Resonanzneutronen mit Hilfe von Bor und vergleicht dann die Aktivität mit und ohne Bor, so kann man für sie den totalen Querschnitt des Bors bestimmen und an Hand der angegebenen Formel die Energie der Resonanzneutronen berechnen. Wegen ihrer Einfachheit findet diese Methode bis auf den heutigen Tag Anwendung bei der Energiebestimmung einzelner monochromatischer Neutronengruppen oder der mittleren Energie eines kontinuierlichen Spektrums. So wurde z. B. in den Versuchen von FERMI und seinen Mitarbeitern [5]

an Hand der Absorption in Bor die mittlere Energie der Neutronen bestimmt, die aus einem Reaktor herausgeführt und durch verschiedene Stoffe gefiltert wurden, insbesondere die Energie der sogenannten „kalten" Neutronen, die bei der Filterung thermischer Neutronen durch kristalline Stoffe entstehen.

Bevor direkte Methoden zur Energiemessung langsamer Neutronen entwickelt waren, benutzte man die Methode der Absorption in Bor, so daß der Querschnitt des Bors für die Resonanzgruppe mit dem für thermische Neutronen verglichen wurde. Setzt man die mittlere Energie der thermischen Neutronen, die vom Bor eingefangen werden, gleich kT, so kann man den gesuchten Wert E_0 aus der Beziehung

$$E_0 = kT \frac{\sigma_0^2}{\sigma_T^2}$$

bestimmen, wo σ_0 der Querschnitt des Bors für Resonanzneutronen ist und σ_T der für thermische. Dabei hatte man nur zu berücksichtigen, daß das kontinuierliche Spektrum der thermischen Neutronen in der Borschicht eine Änderung erfährt, und zwar eine um so größere, je dicker die Schicht ist. Daher ist der scheinbare Querschnitt des Bors für thermische Neutronen um so kleiner, je dicker die Schicht ist. Korrekturen, die es gestatten, diesen Effekt zu berücksichtigen, wurden z. B. von BETHE [13] berechnet.

§ 38. Die Messung des Querschnitts thermischer Neutronen

Wie erwähnt wurde, stellen die thermischen Neutronen hinsichtlich ihres Spektrums eine gut definierte Gruppe dar; sie sind sehr verbreitet und in Hinblick auf die Praxis überaus wichtig. Ihre Wechselwirkung mit den Kernen kann durch zwei Zahlen charakterisiert werden, den Einfangquerschnitt σ_{Einf} und den Streuquerschnitt σ_{str}. Diese Zahlen können offensichtlich mit Hilfe von Selektoren und Kristallmonochromatoren bestimmt werden. Einer der beiden Querschnitte, σ_{str}, ändert sich nur schwach von Kern zu Kern. Der Streuquerschnitt bleibt zwar nicht gleich dem vierfachen geometrischen Querschnitt $4\pi R^2$, wie dies für Kerne zu erwarten wäre, die keine Resonanzwechselwirkung mit den Neutronen aufweisen, er liegt jedoch in der Nähe dieses Wertes. Der Einfangquerschnitt dagegen ist für verschiedene Kerne sehr verschieden. Der kleinste Wert des Einfangquerschnitts, der dem Kern He^4 entspricht, ist einfach gleich Null. Viele der leichten Kerne fangen zwar Neutronen ein, haben jedoch nur sehr kleine Querschnitte von der Größenordnung einiger Millibarn (D, Be, C, O). Gleichzeitig gibt es aber auch solche Kerne, deren Einfangquerschnitt 10^5 oder sogar 10^6 barn beträgt (Gd, Xe). Sowohl Kerne mit schwachem als auch die mit starkem Neutroneneinfang sind über das gesamte System der Isotope von den leichtesten bis zu den schwersten Kernen verteilt. So gibt es z. B. unter den leichten Kernen neben den bereits erwähnten schwach absorbierenden auch solche wie He^3, deren Einfangquerschnitt für thermische Neutronen etwa 5000 barn beträgt. Unter

den schweren Kernen gibt es neben den starken Absorbern vom Typ U^{235} ($\sigma = 650$ barn), Hg ($\sigma = 440$ barn), Ir ($\sigma = 400$ barn) auch solche mit schwachem Neutroneneinfang, wie z. B. Bi ($\sigma = 0{,}015$ barn) und Pb ($\sigma = 0{,}17$ barn). Das Verhältnis des Einfang- zum Streuquerschnitt schwankt daher sehr stark für verschiedene Kerne. Für die einen Kerne ist der Einfangquerschnitt einige Größenordnungen größer als der Streuquerschnitt, für die anderen einige Größenordnungen kleiner. In den Fällen, wo der eine Querschnitt bedeutend größer ist als der andere, kann der Wert des größeren Querschnitts offensichtlich unmittelbar auf Grund von Messungen der Bündelschwächung bestimmt werden, da er dem totalen Querschnitt annähernd gleich ist. Betrachtet man die mit Hilfe von Selektoren oder Monochromatoren gewonnenen Meßergebnisse für σ_{tot}, so kann man ihn leicht in den entsprechenden Streu- und Einfangquerschnitt zerlegen, da der allgemeine Verlauf des totalen Querschnitts im thermischen Bereich folgendermaßen dargestellt werden kann:

$$\sigma_{tot}(E) = \sigma_{str} + \sigma_{Einf},$$

wo $\sigma_{str} = \text{const}$, $\sigma_{Einf} \sim E^{-\frac{1}{2}}$.

Diese Gesetzmäßigkeit wird nur dann gestört, wenn ein Resonanzniveau in Nähe des thermischen Bereiches vorhanden ist, so z. B. im Fall des Gadoliniums oder Samariums. Diese Fälle sind jedoch selten.

Wenn sich der totale Querschnitt im thermischen Bereich nahezu nach dem $\frac{1}{v}$-Gesetz ändert, dann ist der Einfangquerschnitt groß im Vergleich zum Streuquerschnitt und näherungsweise gleich dem totalen Querschnitt. Wenn jedoch der totale Querschnitt wenig oder gar nicht von der Energie abhängt, dann ist der Einfangquerschnitt klein, und der totale Querschnitt ist praktisch gleich dem Streuquerschnitt. Unter Benutzung dieser Gesetzmäßigkeit kann man aus dem Verlauf des totalen Querschnitts den Einfang- und Streuquerschnitt auch dann einzeln bestimmen, wenn sie von der gleichen Größenordnung sind.

Offensichtlich kann man den totalen Querschnitt thermischer Neutronen sehr einfach auch ohne Selektor oder Monochromator messen, und zwar an Hand der Schwächung eines Neutronenbündels, das z. B. aus einem Kernreaktor herausgeführt wird. Dabei muß man aber im Auge behalten, daß wegen der allgemeinen Gültigkeit des $\frac{1}{v}$-Gesetzes für die Absorption das Spektrum der thermischen Neutronen um so stärker durch die Probe gestört wird, je stärker sie absorbiert. Für einen gegebenen Stoff ist der scheinbare Querschnittswert um so geringer, je dicker die Probe ist. Den wahren Querschnittswert erhält man aus Messungen mit sehr dünnen Proben; bei Messungen mit dicken Proben muß unbedingt eine entsprechende Korrektur angebracht werden.

Sehr oft wird auch ein Meßverfahren zur Bestimmung des Querschnitts langsamer Neutronen benutzt, das auf Änderung der Reaktivität von Kernreaktoren beruht. Bekanntlich setzt ein in die aktive Zone eingeführter

Absorber das Leistungsniveau des Reaktors herab. Da die Neutronendichte an einem beliebigen Ort des Reaktors proportional zu diesem Leistungsniveau ist, kann man den Einfluß der Probe mit Hilfe eines beliebigen Neutronendetektors bestimmen, der im Innern oder in der Schutzwand des Reaktors angeordnet wird. Eine Berechnung des Einfangquerschnitts aus der Änderung des Leistungsniveaus ist praktisch unmöglich. Man kann aber den zu untersuchenden Absorber sehr genau mit einem bekannten vergleichen, den man als Standardabsorber benutzt. Als Standardabsorber wählt man gewöhnlich Bor, Cadmium oder Gold, deren Einfangquerschnitte groß und gut bekannt sind.

Die ersten Messungen nach diesem Verfahren sind von ANDERSON, FERMI und anderen in der Arbeit [14] beschrieben worden. Als Standardabsorber wurden Bor und Cadmium benutzt. Ein Vergleich der Einfangquerschnitte der zu untersuchenden Probe und des Standards ist nur dann zulässig, wenn beide in gleicher Art und Weise in den Reaktor eingeführt werden, d. h. in gleicher Lage angeordnet und in gleicher Weise (homogen) über gleiche Volumen verteilt werden. Außerdem hat man den Einfluß der Streuung in der Probe auf die Aktivität zu berücksichtigen. Dies wird in beträchtlichem Maße dadurch erreicht, daß man erstens die Probe symmetrisch gegenüber benachbarten Uranstäben anordnet und sie zweitens in kleinen Mengen in einem großen Graphitblock unterbringt, einem Material, das die Neutronen zwar streut, sie aber nur schwach absorbiert. Aus diesem Grunde wurde der Standardborabsorber in Form dünner Borsäureschichten, die auf Filterpapier aufgetragen waren, hergestellt und in einem $10 \times 10 \times 120\ \text{cm}^3$ Graphitblock angeordnet. In dem gleichen Block wurde auch die zu untersuchende Probe angeordnet. Während der Messungen befand sich der Block stets in gleicher Lage in Nähe der Reaktormitte.

Die Effekte, die von der zu untersuchenden Probe und dem Borstandard hervorgerufen wurden, vergleicht man an Hand der Verschiebung eines speziellen, geeichten Steuerungsstabes, mit dem der Einfluß der Probe kompensiert wird. Zur Bestimmung des Einfangquerschnitts der Probe muß man offensichtlich neben der Verschiebung des Steuerstabes, die unmittelbar an der Skala abzulesen war, die Anzahl der Atome in der Probe, die Anzahl der Boratome in dem Standardabsorber und den Einfangquerschnitt des Bors kennen. Außerdem muß man die Änderung der Reaktivität durch äußere Einflüsse berücksichtigen. So ist z. B. ein Uran-Graphit-Reaktor ziemlich empfindlich gegenüber einer Änderung des Luftdruckes, da sich hierbei die Menge des atmosphärischen Stickstoffes ändert, der im Reaktor als Neutronenabsorber wirksam ist, so daß häufige und unregelmäßige Veränderungen des Luftdrucks der Meßgenauigkeit eine Grenze setzen. Die Temperatur und Luftfeuchtigkeit haben auch einen Einfluß auf die Reaktivität, der jedoch nicht so wesentlich ist wie der des Luftdrucks.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Bestimmung des Einfangquerschnittes für thermische Neutronen durch Vergleich mit dem Borquerschnitt in Kernreaktoren richtige Ergebnisse nur für Absorber liefert, deren Querschnitt sich ebenso wie der des Bors nach dem $\frac{1}{v}$-Gesetz ändert. Beim Vor-

handensein einer starken Resonanzabsorption hängt das Ergebnis erstens von der Lage und von der Breite des Resonanzmaximums ab und zweitens vom Neutronenspektrum im Reaktor am Orte der Probe. Man kann den Einfluß des Resonanzeinfangs auf die Aktivität berücksichtigen, indem man die Probe im Reaktor durch ein Cadmiumrohr abschirmt, welches die thermischen Neutronen absorbiert.

Später wurde dieses Verfahren zum Messen des Einfangquerschnittes im Reaktor derart abgeändert, daß man eine oszillierende Probe an Stelle einer ruhenden benutzte [15—17]. Die Oszillatormethode beruht auf folgenden Überlegungen. Wenn sich der Absorber im Reaktor periodisch bewegt, dann schwingt die momentane Leistung des Reaktors in seinem gesamten Volumen mit der gleichen Frequenz, wobei die Schwingungsamplitude an jeder beliebigen Stelle des Reaktors einen um so größeren Wert haben wird, je größer der gesamte Einfangquerschnitt des Absorbers ist. Die relativen Schwankungen der Detektoranzeige $\frac{\Delta I}{I}$ hängt nicht von der Leistung des Reaktors ab. Wenn die Streuung in der Probe eliminiert werden kann, so hängt die Amplitude der relativen Schwingungen $\frac{\Delta I}{I}$ nur vom gesamten Einfangquerschnitt der Probe ab. Eine absolute Berechnung der Größe der Amplitude ist wie auch im Falle der statischen Methode praktisch unmöglich. Daher werden auch hier Vergleichsmessungen mit einem Standardabsorber durchgeführt. Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber dem statischen besteht darin, daß hier unmittelbar die relativen Schwankungen der Detektoranzeige gemessen werden und die Meßergebnisse über eine große Anzahl von Schwingungen gemittelt werden können, wodurch ein Einfluß der Instabilität im Betrieb des Reaktors ausgeschaltet wird. Die Schwingungen selbst können wesentlich kleiner sein als die Änderung der Aktivität beim statischen Verfahren, und daher ist die Empfindlichkeit der Oszillatormethode um ein vielfaches größer.

Die Theorie der Leistungsschwingung eines Reaktors mit oszillierendem Absorber wurde in der Arbeit von Weinberg und Schweinler [15] entwickelt. Ist die Schwingungsperiode sehr viel größer als die maximale Periode der verzögerten Neutronen, so ändert sich die Neutronendichte im gesamten Reaktorvolumen mit ein und derselben Phase. Folglich ändert sich unter dieser Bedingung die Form der Neutronenverteilung im Reaktor nicht mit der Zeit, und die Schwingungen sind quasistationär. Bei Erhöhung der Schwingungsfrequenz des Absorbers wird der quasistationäre Charakter der Schwingung der Neutronendichte gestört, und der Schwingungsprozeß geht über in einen Prozeß der Ausbreitung von Wellen der Neutronendichteänderung im gesamten Reaktorvolumen. Diese Wellen entstehen in der Nähe des Absorbers und klingen mit größer werdendem Abstand ab. Diese Erscheinung wird in erster Linie durch die verzögerten Neutronen hervorgerufen. Dabei zeigt es sich, daß die Welle, die durch die Streuung in der Probe hervorgerufen wird, im allgemeinen phasenmäßig gegenüber der entsprechenden Welle verschoben ist, die durch Absorption hervorgerufen wird. Dies kann

man benutzen, um den Einfluß der Streuung auszuschalten. Die relative Schwingungsamplitude der „Absorptionswelle" bleibt für beliebige Frequenzen dem Einfangquerschnitt der Probe proportional.

In der Praxis werden Schwingungsperioden von 1 bis 30 sec benutzt. Die Schwingungsform wird so gewählt, daß sie den Meßbedingungen am besten angepaßt ist. So wird z. B. am französischen Chatillon-Reaktor die Probe senkrecht von den Außenbereichen des Reaktors zu seiner Mitte und zurück mit einer Periode von 28,2 sec bewegt. Die Verschiebung nimmt jedesmal nur 1,4 sec in Anspruch, und während der restlichen Zeit ruht die Probe jeweils 12,7 sec in der höchsten und tiefsten Stellung.

Die so nach diesen Methoden erhaltenen Meßergebnisse werden in Form von Querschnittstabellen periodisch veröffentlicht (s. z. B. [18]).

Von den am weitesten verbreiteten Methoden zur Messung des Einfangquerschnitts thermischer Neutronen muß noch auf die Aktivierungsmethode hingewiesen werden. Die Querschnitte, die auf Grund dieser Methode bestimmt werden, bezeichnet man gewöhnlich als Aktivierungsquerschnitte. Diese Methode wendet man auf Isotope an, die sich infolge des Neutroneneinfangs in ein radioaktives Isotop verwandeln, dessen Strahlung bequem gemessen werden kann. Isotope mit sehr kurzer Lebensdauer können nach diesem Verfahren nur schwer untersucht werden, da ihre Aktivität sehr schnell abklingt und nicht mehr nachgewiesen werden kann.

Bei Isotopen mit sehr langer Lebensdauer dagegen ist es überhaupt schwer, sie dermaßen zu aktivieren, daß die Aktivität auch gemessen werden kann. Auch die Art der Strahlung ist für dieses Verfahren wesentlich, da man die absolute Aktivität der bestrahlten Probe zu bestimmen hat. Diese Messungen sind sogar für reine β-Strahler kompliziert, wenn die Energie der β-Teilchen gering ist. Wenn der Zerfall auf dem Wege des Einfangs eines Bahnelektrons vor sich geht, welcher nicht durch Ausstrahlung von γ-Quanten begleitet ist, dann wird die Messung sehr erschwert, insbesondere für leichte Elemente mit weicher Röntgenemission. Offenbar versagt die Methode vollkommen, wenn sich beim Einfang nicht ein radioaktives, sondern ein stabiles Isotop bildet. Die Anzahl der Einfangprozesse, die zur Bildung eines radioaktiven Isotops mit geeigneter Zerfallszeit und Strahlungsart führen, ist jedoch ziemlich groß, so daß der Aktivierungsmethode eine große Bedeutung zukommt.

Eine günstige Besonderheit der Aktivierungsmethode besteht darin, daß mit ihrer Hilfe der Einfangquerschnitt einzelner Isotope sogar dann gemessen werden kann, wenn in den Versuchen ein Element mit natürlicher Isotopenzusammensetzung benutzt wird. In den meisten Fällen unterscheiden sich verschiedene Isotope ein und desselben Elements ziemlich stark hinsichtlich ihrer Lebensdauer, und man kann daher die Aktivität jedes Isotops einzeln bestimmen.

Das Wesen der Aktivierungsmethode besteht darin, daß die zu untersuchende Probe eine gewisse Zeit in einem bekannten Neutronenfluß bestrahlt und dann in ein Gerät gebracht wird, in dem ihre Aktivität gemessen wird. Ist die Dicke der Probe vom Standpunkt der Neutronenabsorption aus

klein, so ergibt sich für die Sättigungsaktivität (Aktivität bei unendlicher langer Bestrahlung) ein Wert von

$$A_0 = N\sigma_a f,$$

wo N die Zahl der Atome des gegebenen Isotops in der Probe ist, σ_a der Aktivierungsquerschnitt und f der Neutronenfluß pro sec und 1 cm². Es ergibt sich somit

$$\sigma_a = \frac{A_0}{Nf}.$$

Wenn die Bestrahlungsdauer t und die Zeit t_1 zwischen der Bestrahlung und der Messung von derselben Größenordnung sind wie die Halbwertszeit T des gebildeten aktiven Isotops, so ist die zum Zeitpunkt t_1 gemessene Aktivität A kleiner als A_0. Zwischen diesen Größen besteht bekanntlich (vgl. Kap. III) folgende Beziehung:

$$A_0 = A\,\frac{e^{\lambda t}}{1 - e^{-\lambda t}} \quad \left(\lambda = \frac{\ln 2}{T}\right).$$

Die Messung des Aktivierungsquerschnitts wird gewöhnlich auf Grund einer Bestrahlung der Probe in Kernreaktoren vorgenommen. Dabei wird zur Messung des Neutronenflusses f ein Indikator mit bekanntem Aktivierungsquerschnitt verwendet (z. B. Indium, Gold), der zusammen mit der Probe bestrahlt wird. Eine intensive Bestrahlung in einem Kernreaktor ist deshalb erforderlich, weil man zur Messung der β-Aktivität dünne Stoffschichten verwenden muß, deren Aktivität in einem schwachen Neutronenfluß sich jedoch als unzureichend erweisen kann.

Die Genauigkeit dieser Methode hängt hauptsächlich von den Meßfehlern bei der absoluten Bestimmung der β-Aktivität ab und beträgt im Durchschnitt etwa 10 %. Für eine große Anzahl von Isotopen (ungefähr 100) wurden durch Bestrahlung im Argonne-Reaktor Messungen des Aktivierungsquerschnitts von Seren, Friedlander und Turkel [19] durchgeführt. Ihre Meßergebnisse sind in dem erwähnten Sammelwerk angegeben (s. [3]).

§ 39. Experimentelle Untersuchungen der Resonanzstreuung

Außer den Untersuchungen der Resonanzstreuung, die mit Hilfe von Selektoren mit moduliertem Zyklotron (s. § 35) durchgeführt wurden und die unmittelbar die Abhängigkeit des Streuquerschnitts von der Energie lieferten, wurden auch einfachere Untersuchungen der Resonanzstreuung vorgenommen. Die ersten Versuche einer Beobachtung der Resonanzstreuung langsamer Neutronen wurden bereits im Jahre 1935 unternommen, als Dunning und andere [20] versuchten, den Querschnitt der Resonanzstreuung von Cadmium zu messen, das eine starke Resonanzabsorption aufweist. Dieser Versuch zeigte, daß die Streuung in Cadmium sehr klein ist. Auf Grund dieser Erkenntnis wurde sehr lange (bis 1945—1946) angenommen, daß für langsame

Neutronen die Neutronenbreite der Resonanzniveaus sehr viel kleiner als die Strahlungsbreite und die Resonanzstreuung daher praktisch belanglos ist. Im Jahre 1946 erschienen die ersten Veröffentlichungen über direkte Untersuchungen der Resonanzstreuung an Ag, Au, In [21]. Die Untersuchungen wurden folgendermaßen durchgeführt: Man bestimmte die Aktivierung eines Indikators aus den genannten Elementen bei Bestrahlung mit Neutronen, die an Proben aus den gleichen Elementen gestreut wurden. Die Proben waren in einem Bündel langsamer Neutronen eines Uranreaktors angeordnet. Es zeigte sich, daß eine Aktivität nur dann auftritt, wenn sowohl die Streuprobe als auch der Indikator aus ein und demselben Element bestehen. Wechselt man die Streuprobe (oder den Indikator), so findet keine Aktivierung statt. Aus

Abb. 158. Hohlzählrohr zur Untersuchung der Resonanzstreuung

1 Monitor, *2* Reaktorabschirmung, *3* Absorber, *4* Aluminiumfenster, *5* Paraffin, *6* Cadmiumüberzug, *7* Eisen, *8* Cadmium, *9* Abschirmung, *10* Abschirmung aus Bor und Paraffin, *11* Hohlzählrohr, *12* Streutarget, *13* zur Vakuumpumpe

Messungen der Aktivität des Indikators im direkten Neutronenbündel und im Fluß der gestreuten Neutronen kann man den mittleren Querschnitt der Resonanzstreuung bestimmen. Er beträgt 50 barn für Ag und etwa 100 barn für Au.

Der hohe Wert dieser Größen weist darauf hin, daß es sich hier wirklich um eine Resonanzstreuung handelt, wie dies bereits auch aus der Selektivität des Effektes hervorgeht.

Später wurde dieses Verfahren zur Untersuchung der Resonanzstreuung vervollkommnet, und die Versuche wurden auf andere Elemente ausgedehnt. Insbesondere wurde ein borgefülltes Hohlzählrohr konstruiert, das schematisch in Abb. 158 dargestellt ist. Es besteht aus zwei koaxialen Zylindern, zwischen denen einige dünne Drähte gespannt sind. Der Raum zwischen den Zylindern, in dem die Drähte aufgespannt sind, ist mit BF_3 gefüllt und dient als Arbeitsvolumen des Zählrohres. Der innere Zylinder wird evakuiert, und durch ihn entlang der Achse wird ein schmales Neutronenbündel geschickt. Wird im inneren Zylinder des Zählrohrs eine dünne Folie eines Resonanzstreuers angeordnet, so registriert das Zählrohr die Resonanzneutronen, für die der Streuquerschnitt groß ist, während Neutronen anderer Energien durch die dünne Folie praktisch nicht gestreut werden und spurlos durch den Zähler hindurchgehen. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit gegenüber den gestreuten Neutronen wird das Zählrohr mit einer Paraffinschicht umgeben.

Mit Hilfe solcher Zählrohre wurde nachgewiesen, daß Co und Mn eine starke Resonanzstreuung besitzen. Die Resonanzmaxima des totalen Querschnitts wurden mit Hilfe von Selektoren bestimmt, und zwar für Co bei 115 eV, für Mn bei 345 eV. Die Versuche mit dem Hohlzählrohr zeigten, daß beide Maxima hauptsächlich der Resonanzstreuung entsprechen und nicht dem Einfang. Der Resonanzquerschnitt dieser Elemente ergab sich zu 12500 barn für Co und 4000—5000 barn für Mn. Mit Hilfe des gleichen Zählrohrs wurde für viele Elemente der totale Querschnitt für Resonanzneutronen des Co und Mn gemessen. Eine ziemlich starke Resonanzstreuung zeigte sich auch bei einigen anderen Elementen (W^{186}, Cu, Ga, Hf, Sm, V, Na). Für Mn wurde ein zweites Streumaximum bei einer Energie von etwa 2400 eV gefunden, dem ungefähr 16 % der gestreuten Neutronen entsprechen.

Neben diesen Versuchen fand das Hohlzählrohr bei einer Reihe von Arbeiten zur Bestimmung der Streuresonanzintegrale Verwendung [22]. Als Resonanzintegral bezeichnet man die Größe

$$\Sigma = \int \sigma_{\mathrm{res}} \frac{dE}{E}.$$

Die Absorptions- und Streuresonanzintegrale sind zur Berechnung von Kernreaktoren und ähnlichen Systemen mit moderierten Neutronen wesentlich. Außerdem gestattet die Messung des Resonanzintegrals die Bestimmung des Verhältnisses der Neutronen- zur Strahlungsbreite (bzw. zur Gesamtbreite) eines Kernniveaus für langsame Neutronen, da

$$\frac{\Sigma_{\mathrm{str}}}{\Sigma_{\mathrm{Einf}}} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma},$$

was einfach aus Integration der BREIT-WIGNER-Formel folgt. In der genannten Arbeit [22] wurden die Einfang- und Streuresonanzintegrale für eine große Anzahl von Elementen gemessen.

Wenn man durch ein Hohlzählrohr mit einer Streuprobe im Innern ein Neutronenbündel hindurchschickt, das aus einem Reaktor herausgeführt und mit Hilfe von Cadmium filtriert wird, so ist die Anzeige des Zählrohrs proportional zum Integral über den Streuquerschnitt, der sowohl der Resonanz- als auch der Potentialstreuung entspricht. Zur Elimination der Potentialstreuung genügt es, die Anzeige des Zählrohres zu bestimmen, wenn in das Bündel vor dem Zählrohr die zu untersuchende Probe eingeführt wird. Dadurch werden nämlich die Resonanzneutronen aus dem Bündel entfernt, während die anderen, die eine schwache Potentialstreuung erfahren, durch die Probe hindurchtreten können. Zur Bestimmung des Absolutwertes des Integrals braucht man nur den Resonanzstreuer im Innern des Zählrohres durch einen Stoff mit bekanntem energieunabhängigem Streuquerschnitt ersetzen, z. B. durch Kohlenstoff. Somit kann man aus drei Messungen den Absolutwert des Streuresonanzintegrals ermitteln.

Das Absorptionsresonanzintegral $\Sigma_{\mathrm{Einf}} = \int \sigma_{\mathrm{Einf}} \frac{dE}{E}$ bestimmt man aus Vergleich der Aktivierung der zu untersuchenden Probe in einem Neutronen-

fluß, der vorher mit Cadmium gefiltert wurde, zur Aktivierung in einem ungefilterten Neutronenstrom, d. h. aus dem sogenannten Cadmiumverhältnis.

Zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktors benutzt man als Standardmaterial Gold, für das sowohl der Querschnitt im thermischen Bereich als auch der Resonanzverlauf des Querschnitts und daher das Absorptionsresonanzintegral gut bekannt sind. In Tab. 26 sind die Meßergebnisse angegeben.

Tabelle 26

Resonanzintegrale für Absorption Σ_{abs} und Streuung Σ_{str} und Verhältnis der Niveaubreiten

Isotop	E_0 [eV]	Σ_{str} [barn]	Σ_{Einf} [barn]	Σ_{tot} [barn]	$\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$
Al^{27}	$> 40 \cdot 10^3$	0,05	~ 9	~ 9	$> 0{,}99$
Mn^{55}	345,2400	~ 5	425	430	$\sim 0{,}99$
Co^{59}	115	27,5	435	463	0,94
Cu	$10^3 - 10^4$	1,90	~ 35	~ 37	0,95
Ga	$10^2 - 10^3$	7,45	~ 126	~ 133	$\sim 0{,}95$
As^{75}	$10^2 - 10^3$	29,9	~ 76	~ 106	$\sim 0{,}72$
Rh^{103}	1,28	529	24	553	0,043
Ag^{107}	~ 15	80,6	$\sim 6{,}2$	$\sim 86{,}8$	$\sim 0{,}071$
Ag^{109}	5,1	1174	46	1220	0,038
Sb	~ 10	136	$\sim 36{,}3$	~ 172	$\sim 0{,}21$
J^{127}	20—30	116	~ 53	~ 169	$\sim 0{,}31$
Pr^{141}	~ 10	5,3	72	~ 77	$\sim 0{,}94$
Sm^{152}	10	1504	2975	4479	0,66
Hf	< 10	1360	279	1639	0,17
Ta^{181}	4,0	507	69	576	0,12
W^{186}	~ 15	306	~ 1340	~ 1646	$\sim 0{,}81$
Re	2,3	531	64,6	596	0,11
Au^{197}	$4{,}8; > 345$	1296	~ 210	1506	0,14
Tl	260	36,5	39,8	76,3	0,52

Wie aus der Tabelle ersichtlich, liegt die Neutronenbreite Γ_n in vielen Fällen in Nähe der Gesamtbreite Γ. Nur für Niveaus, die Energien unterhalb 10 eV entsprechen, ist Γ_n klein im Vergleich zu Γ und folglich auch zur Strahlungsbreite Γ_γ, da $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$.

§ 40. Magnetische Wechselwirkung und Polarisation der Neutronen

Da das Neutron ein magnetisches Moment besitzt, muß es mit Elektronen und Kernen als magnetischer Dipol in Wechselwirkung treten. Die magnetische Wechselwirkung mit Kernen stellt einen unbedeutenden Beitrag zur Kernwechselwirkung dar und hat keine praktische Bedeutung. Das magnetische

Moment der Elektronen übertrifft das magnetische Moment der Kerne um drei Größenordnungen, und daher ist die magnetische Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen stark, so daß sie in einigen Versuchen deutlich in Erscheinung tritt.

Die Stärke des magnetischen Feldes im Abstand r von einem Dipol mit dem magnetischen Moment μ_1 ist gleich

$$H = k \frac{\mu_1}{r^3},$$

und das Wechselwirkungspotential zweier magnetischer Dipole ist

$$U_M = \frac{\mu_1 \mu_2}{r^3} k,$$

wo μ_1 und μ_2 die magnetischen Momente der Dipole sind, r der Abstand zwischen ihnen und k ein Faktor von der Größenordnung 1, der von der Orientierung der Dipole zueinander abhängt. Setzt man $\mu_e = 0{,}92 \cdot 10^{-20}$ erg/Gauss, $\mu_n = 0{,}95 \cdot 10^{-23}$ erg/Gauss, so erhält man mit $k = 1$

$$U_M = \frac{0{,}55 \cdot 10^{-31}}{r^3} \text{ eV}.$$

Für Abstände, die für die Kernwechselwirkung maßgebend sind (etwa 10^{-12} cm), beträgt das magnetische Wechselwirkungspotential Elektron — Neutron einige Kiloelektronenvolt, d. h., es ist wesentlich schwächer als das Kernpotential. Infolgedessen ist die Wechselwirkung des Neutrons mit einem einzelnen Elektron ziemlich schwach und beeinflußt praktisch nicht den Charakter des Durchganges der Neutronen durch Stoffschichten.

Die magnetische Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen zeigt sich in starkem Maße bei der Streuung von Neutronen an ferromagnetischen Stoffen. Wenn die Wellenlänge des Neutrons groß ist im Vergleich zur Ausdehnung des Atoms, dann tritt das Neutron mit dem Atom als Ganzes in Wechselwirkung, wobei dies als magnetisches Dipol auftritt. Da in einem Ferromagnetikum die magnetischen Momente benachbarter Atome gleichartig orientiert sind, ist das Magnetfeld, in das das Neutron gerät, in einem ziemlich großen Bereich nahezu homogen und von ziemlich großer Feldstärke.

Die Größe des Wirkungsquerschnitts der magnetischen Streuung kann man in diesem Fall (nach FERMI [23]) an Hand der BORNschen Näherung abschätzen. Das Wechselwirkungspotential des Neutrons mit den Atomen des Ferromagnetikums kann in der Form

$$U = b\,\delta(r) \mp \mu H$$

dargestellt werden, wo $b\,\delta(r)$ das Potential der Kernkräfte ist, das näherungsweise durch eine δ-Funktion dargestellt wird, μ das magnetische Moment des Neutrons, H die mittlere magnetische Feldstärke im Atom. Die beiden Vorzeichen vor dem zweiten Glied entsprechen den beiden Orientierungsmöglich-

keiten des Neutrons im Magnetfeld. In der BORNschen Näherung kann der Streuquerschnitt bekanntlich [24] mit Hilfe der Formel

$$\sigma(\theta) = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4}\left|\int U e^{\frac{i}{\hbar}(k'-k)r}\, dV\right|^2 = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4}\left|b \mp \mu \int H e^{\frac{i}{\hbar}(k'-k)r}\, dV\right|^2$$

berechnet werden, wo m die Masse des Neutrons ist, k und k' der Wellenzahlvektor des Neutrons vor bzw. nach der Streuung und dV das Volumenelement. Die Integration führt man über das Volumen einer Gitterzelle aus, die einem Atom entspricht.

Den gesamten Streuquerschnitt kann man schematisch in der Form

$$\sigma = 4\pi(b \pm a_M)^2 = 4\pi b^2 \pm 8\pi a_M b + 4\pi a_M^2 = \sigma_{\text{Kern}} + \sigma_M \pm 2\sqrt{\sigma_{\text{Kern}}\,\sigma_M}$$

darstellen, wo a_M die Amplitude der magnetischen Streuung ist, σ_{Kern} und σ_M die Querschnitte der Kern- bzw. der magnetischen Streuung.

Angenommen, die Amplitude der Kernstreuung sei gleich Null. Dann bleibt die magnetische Streuung allein übrig und

$$\sigma_M = \frac{m^2}{\pi\hbar^4}\left|\mu \int H e^{\frac{i}{\hbar}(k'-k)r}\, dV\right|^2.$$

Man kann für langsame Neutronen, deren Wellenlänge größer ist als die Abmessungen der Elementarzelle, σ_M abschätzen, indem man den Exponentialfaktor unter dem Integral gleich Eins setzt. Dann wird

$$\sigma_M = \frac{m^2}{\pi\hbar^4}\left|\mu \int H\, dV\right|^2.$$

Setzt man für ein gesättigtes Ferromagnetikum $H = 20000$ Gauss, so erhält man $\sigma \approx 4$ barn.

Somit ist also der Querschnitt der magnetischen Streuung langsamer Neutronen im Ferromagnetikum von derselben Größenordnung wie der Querschnitt der Kernstreuung; er kann daher leicht untersucht werden.

Unter realen Verhältnissen, wenn sowohl die magnetische als auch die Kernstreuung zur Geltung kommen, hängt der Gesamtquerschnitt offensichtlich von der Orientierung des Neutrons zur Richtung des Magnetfeldes im streuenden Medium ab, da das Produkt der Amplituden der Kern- und der magnetischen Streuung für die eine Orientierung mit dem positiven Vorzeichen in den Ausdruck für den Querschnitt eingeht, für die andere aber mit dem Minuszeichen. Physikalisch bedeutet dies, daß für die eine Orientierung des Neutrons die magnetischen Kräfte sich zu den Kernkräften addieren, im anderen Fall sich von ihnen subtrahieren.

Der Streuquerschnitt der Neutronen im Ferromagnetikum ist offensichtlich auch dann nicht gleich dem Kernquerschnitt, wenn die Probe nicht magnetisch ist. Im Innern eines Ferromagnetikums gibt es nämlich überall Bezirke spontaner Magnetisierung, die eine große Anzahl von Atomen umfassen (WEISSsche Bezirke). Obwohl im unmagnetisierten Ferromagnetikum die WEISSschen Bezirke willkürlich orientiert sind, so sind doch im Innern eines

jeden Bezirks die Atome ausgerichtet, und die magnetische Streuung erweist sich als wesentlich. In einem bis zur Sättigung magnetisierten Ferromagnetikum entsprechen den Neutronen der beiden Orientierungen verschiedene Streuquerschnitte, wobei der eine der beiden größer, der andere kleiner als der Querschnitt der Kernstreuung ist. Folglich werden aus einem Neutronenbündel, das durch ein magnetisiertes Ferromagnetikum hindurchgeht, die Neutronen der einen Orientierung zum Magnetfeld stärker, die der anderen schwächer gestreut. Wenn auf die Probe ein Neutronenbündel auffällt, in dem die Orientierungen der Neutronen gleich wahrscheinlich sind, so werden nach dem Durchgang durch die Probe die Neutronen der einen Orientierung überwiegen. Solch ein Neutronenbündel wird als partiell polarisiert bezeichnet. Von einer vollständigen Polarisation spricht man, wenn im Bündel nur Neutronen der einen Orientierung vorhanden sind. Schickt man also ein Neutronenbündel durch ein magnetisiertes Ferromagnetikum, so erhält man ein partiell polarisiertes Neutronenbündel. Die gewöhnlichen Neutronenquellen liefern unpolarisierte Neutronenbündel.

Den Polarisationsgrad eines Neutronenbündels charakterisiert man durch das Verhältnis des Anteils der Neutronen einer Komponente zur Gesamtzahl der Neutronen. Zur Abschätzung des Polarisationsgrades und seiner Abhängigkeit vom Streuquerschnitt und der Dicke der Probe stellen wir den Streuquerschnitt in Form einer zweigliedrigen Summe dar:

$$\sigma = \sigma_0 \pm p,$$

wo σ_0 der Streuquerschnitt der unmagnetisierten Probe ist und p der magnetische Beitrag zum Querschnitt, der für die beiden Orientierungen verschiedenes Vorzeichen hat. Wenn auf die Probe ein unpolarisiertes Neutronenbündel der Intensität I_0 fällt, dann wird die Intensität des durchgehenden Neutronenbündels gleich:

$$I = \frac{1}{2} I_0 e^{-(\sigma_0 + p) n x} + \frac{1}{2} I_0 e^{-(\sigma_0 - p) n x} = I_0 e^{-n \sigma_0 x} \operatorname{ch} p n x .$$

Hier ist n die Zahl der Atome im Einheitsvolumen der Streuprobe und x die Probenstärke in Bündelrichtung. Da für jeden beliebigen Wert des Arguments $\operatorname{ch} \alpha > 1$ gilt, ist allgemein die Intensität des Bündels, das durch eine magnetisierte Probe hindurchgegangen ist, immer größer als die Intensität $I_0 e^{-n \sigma_0 x}$ des Bündels, das durch eine unmagnetisierte Probe der gleichen Dicke x hindurchging. Der Intensitätsunterschied ist um so größer, je größer $p n x$ ist.

Die magnetische Streuung kann man folglich durch Vergleich der Durchlässigkeiten eines magnetisierten und eines unmagnetisierten Ferromagnetikums untersuchen. Die ersten Beobachtungen der magnetischen Streuung bei der Suche nach einem Beweis für das Vorhandensein eines magnetischen Moments beim Neutron wurde auf diese Art und Weise gemacht. Es wurde auch tatsächlich ein Unterschied in der Durchlässigkeit einer magnetisierten und einer unmagnetisierten Stahlprobe gefunden, der auf das Vorhandensein einer magnetischen Streuung hinwies und damit auf das Vorhandensein eines

magnetischen Moments beim Neutron. Hierbei zeigte es sich, daß der Effekt bei ungenügender Magnetisierung geringer wird. Dies liegt daran, daß in einer Probe, die nicht bis zur Sättigung magnetisiert ist, eine beträchtliche Zahl der WEISSschen Bezirke unregelmäßig orientiert sein wird. Die Streuung an ihnen führt zu einer starken Depolarisation des Bündels, der beim Durchgang durch die gleichorientierten Bezirke polarisiert wurde. Deshalb unterscheidet sich die Durchlässigkeit einer ungesättigt magnetisierten Probe nur wenig von der Durchlässigkeit einer unmagnetisierten Probe.

Der Polarisationsgrad ergibt sich aus dem Intensitätsverhältnis der durchdringenderen Komponente

$$\frac{1}{2} I_0 e^{-(\sigma - p) n x}$$

zur Gesamtintensität des durchgehenden Bündels und ist folglich gleich

$$s = 0{,}5 \frac{e^{p n x}}{\operatorname{ch} p n x}.$$

Je dicker die Streuprobe ist, desto stärker ist die Polarisation des Neutronenbündels, da die Größe s mit der Dicke stark anwächst. Mit einer Vergrößerung der Dicke verringert sich aber auch die Intensität des Bündels allgemein. Erzeugt man daher stark polarisierte Neutronenbündel, indem man sie durch ein magnetisiertes Ferromagnetikum hindurchschickt, so ist mit Intensitätsverlusten zu rechnen. Offensichtlich erhält man bei beliebiger Dicke der Probe nicht ein vollständig, sondern nur ein partiell polarisiertes Neutronenbündel.

So ist z. B. für magnetisiertes Eisen der Streuquerschnitt für langsame Neutronen gleich $(12 \pm 3{,}15)$ barn. Nehmen wir an, das Neutronenbündel gehe durch eine Eisenprobe hindurch, deren Dicke so bemessen ist, daß seine Intensität in der unmagnetisierten Probe um das e-fache geschwächt wird. Eine solche Eisenprobe wird etwa 1 cm dick sein. Für Neutronen, die parallel zum Feld orientiert sind, beträgt der Streuquerschnitt im Fall der Sättigungsmagnetisierung $12 - 3{,}15 = 8{,}85$ barn und für Neutronen, die antiparallel zum Feld orientiert sind, $12 + 3{,}15 = 15{,}15$ barn. Die erste Komponente wird beim Durchgang durch die Probe auf das 0,48fache der Anfangsintensität geschwächt, die zweite auf das 0,28fache. Der Polarisationsgrad erreicht daher einen Wert von 0,63, d. h., im durchgehenden Bündel werden 63% der Neutronen eine Orientierung parallel zum Magnetfeld haben.

Zur Erzeugung polarisierter Neutronenbündel mit Hilfe von magnetisierten Proben ist es offensichtlich günstiger, ein Ferromagnetikum mit kleinem Kernstreuungsquerschnitt zu benutzen. In dieser Beziehung ist Kobalt wesentlich günstiger als Eisen. Schickt man ein Bündel durch magnetisiertes Kobalt, so ergibt sich bei gleicher allgemeiner Schwächung des Bündels ein viel höherer Polarisationsgrad.

Ein vollständig polarisiertes Neutronenbündel kann man durch Reflexion des Bündels an einem magnetischen Spiegel erhalten. Da für die beiden Orientierungen der Neutronen bezüglich der Magnetisierungsrichtung die Streuquerschnitte verschieden sind, sind auch die Brechungsindizes verschieden und

damit auch die Winkel der Totalreflexion. Man kann im allgemeinen einen solchen Reflexionswinkel wählen, daß nur das Bündel der Neutronen einer Orientierung reflektiert wird, d. h., es tritt eine vollständige Polarisation ein.

In Abb. 159 sind Kurven dargestellt, die die Existenz zweier Grenzwinkel der Totalreflexion an magnetisiertem Eisen zeigen [25]. Auf der Abszissenachse ist der Einfallswinkel des Bündels auf dem Spiegel aufgetragen, auf der Ordinate die Intensität der reflektierten Neutronen. Dieses Ergebnis erhielt man mit Hilfe der in Abb. 160 skizzierten experimentellen Anordnung. Das Neutronenbündel aus der thermischen Säule eines Reaktors wurde durch

Abb. 159

Intensität eines Neutronenbündels, das an magnetisiertem Eisen reflektiert wurde

φ der Winkel zwischen dem Bündel und der Magnetisierungsrichtung. Die ausgezogenen Kurven sind berechnet

eine dicke Schicht Berylliumoxyd gefiltert und enthielt daher nur noch Neutronen mit einer Wellenlänge von $\lambda > 4{,}4$ Å. Dieses Bündel wird mit Hilfe eines Kollimators auf den Spiegel gerichtet, den man hinsichtlich des Bündels drehen kann. Das reflektierte Bündel fällt durch einen Spalt in der Cadmiumabschirmung auf ein System von Zählrohren und wird registriert. Der Spiegel — eine Probe aus ferromagnetischem Material — befand sich in der Spule eines Elektromagnets. Das Zählrohrsystem wird um einen Winkel gedreht, der doppelt so groß ist wie der Drehwinkel des Spiegels.

Wenn der Grenzwinkel der Totalreflexion für jeden Wert der Wellenlängen nur einen Wert hätte, ließe sich die Intensität der reflektierten Neutronen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel durch eine Kurve mit nur einem Maximum darstellen. Bei kleinen Winkeln werden alle auf den Spiegel auffallenden Neutronen reflektiert, die Intensität jedoch wächst linear mit dem Winkel, da sich der Querschnitt des Bündels vergrößert, der vom Spiegel aufgefangen wird. Sobald der Winkel den Grenzwert für den kurzwelligen Teil des Spek-

trums (4,4 Å) erreicht hat, wird bei einer weiteren Vergrößerung des Winkels die Intensität abnehmen, und zwar näherungsweise umgekehrt proportional zur dritten Potenz des Einfalls- (und Reflexions-)winkels, da aus dem reflektierten Bündel ein immer größerer Anteil kurzwelliger Neutronen ausscheidet.

Die reale Kurve, die durch die Meßpunkte dargestellt wird, weist an Stelle des einen zwei Maxima auf, von denen jedes einer der beiden Orientierungsrichtungen entspricht. Jeder Orientierung entspricht also ein eigener Grenzwinkel der Totalreflexion, und die Brechungsindizes sind für die beiden Orientierungen verschieden. Sie haben die Form

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} N f \pm \frac{\mu B}{E},$$

wo μ das magnetische Moment des Neutrons ist, B die magnetische Induktion des auf das Neutron im Innern des Ferromagnetikums wirkenden Feldes und E die Neutronenenergie. Die Magnetisierungsrichtung des Spiegels war in einem

Abb. 160

Versuchsanordnung zur Untersuchung der Neutronenreflexion am magnetisierten Spiegel

1 thermische Graphitsäule, *2* Abschirmung, *3* Spule, *4* Spiegel, *5* Detektor (Borzählrohr), *6* Paraffin, *7* das direkte Bündel, *8* Magnetjoch

Versuch senkrecht zum Neutronenbündel, im anderen parallel zu diesem (dieser Fall entspricht der Stellung des Elektromagneten, die in Abb. 160 dargestellt ist). Die Kurven erwiesen sich in beiden Fällen als identisch. Dies bedeutet, daß die Grenzwinkel der Totalreflexion und damit auch die Brechungsindizes nicht von der Magnetisierungsrichtung abhängen.

Der große Abstand zwischen den beiden Maxima weist darauf hin, daß das auf das Neutron wirkende Feld die Induktion B ist und nicht die Feldstärke H. Wenn H wirksam sein würde, so müßten die beiden Maxima praktisch zusammenfallen und die Intensitätskurven hätten die in Abb. 159 dargestellte Form (Kurve mit einem Maximum).

Es gelingt bei diesem Versuch nicht, ein vollständig polarisiertes Neutronenbündel durch Reflexion an Eisen zu erhalten. Obwohl in der Nähe des zweiten Maximums hauptsächlich Neutronen der einen Orientierung vorhanden sind, verbleibt dennoch ein gewisser Anteil langsamer Neutronen der anderen Orien-

tierung, für die der Grenzwinkel der Totalreflexion genügend groß ist. Hätten die Autoren jedoch ein monochromatisches Neutronenbündel benutzt, so bekämen sie in Richtung des zweiten Maximums ein vollständig polarisiertes Neutronenbündel.

Zur Erzeugung eines vollständig polarisierten Neutronenbündels benutzten die Autoren einen Spiegel aus magnetisiertem Kobalt, für den die Amplitude der magnetischen Streuung größer ist als die der Kernstreuung. In diesem Fall kann offenbar nur eine Komponente eine Totalreflexion erleiden, da für die zweite der Brechungsindex größer als 1 ist. Der Versuch zeigte, daß das Neutronenbündel, das am magnetisierten Kobalt reflektiert wurde, wirklich vollständig polarisiert ist. Zur Analyse des reflektierten Bündels und zur Bestimmung seines Polarisationsgrades wurde ein zweiter Kobaltspiegel benutzt. Wenn beide Spiegel in der gleichen Richtung magnetisiert sind und miteinander einen Winkel bilden, der kleiner ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion, so wird das Bündel, welches durch den ersten Spiegel polarisiert worden ist, vom zweiten Spiegel vollständig reflektiert. Wenn man die Magnetisierungsrichtung des einen Spiegel umkehrt, muß das reflektierte Bündel vollständig ausgelöscht werden. In dieser Anordnung konnten aber keine sauberen Resultate erzielt werden, und zwar wegen der Depolarisation des reflektierten Bündels in Streufeldern des Elektromagneten. Statt die Magnetisierungsrichtung der Spiegel zu ändern, depolarisierten die Autoren das Bündel zwischen den Spiegeln, indem sie es durch eine dünne Platte aus unmagnetisiertem Eisen schickten. Durch die Eisenplatte wurde die Intensität des Bündels, der vom zweiten Spiegel reflektiert wird, um das Zweifache herabgesetzt, was darauf hinweist, daß das Bündel vollständig polarisiert war. Es ist leicht einzusehen, daß bei einer partiellen Polarisation des Bündels die Intensität nicht so stark abgenommen hätte.

Ein weiteres Verfahren zur Erzeugung polarisierter Bündel langsamer Neutronen auf Grund der magnetischen Streuung beruht auf der BRAGGschen Reflexion von Neutronen an ferromagnetischen Kristallen. In einer Arbeit von SHULL [26] wurde gezeigt, daß die BRAGGsche Reflexion von Neutronen an der (220)-Ebene eines magnetisierten Magnetitkristalls (Fe_3O_4) vollständig polarisierte Neutronenbündel liefert. Dies hängt damit zusammen, daß die Amplitude der magnetischen Streuung in diesem Fall praktisch mit der Amplitude der Kernstreuung zusammenfällt ($0{,}97 \cdot 10^{-12}$ bzw. $0{,}95 \cdot 10^{-12}$ cm). Folglich ist die Gesamtamplitude für die eine Komponente groß ($1{,}92 \cdot 10^{-12}$ cm), für die andere aber sehr klein ($0{,}02 \cdot 10^{-12}$ cm). Wenn der reflektierende Kristall dünn ist, dann sind die Intensitäten der beiden Komponenten im reflektierten Bündel dem Quadrat der Amplituden proportional. Folglich erfährt in diesem Fall die zweite Komponente praktisch keine Reflexion. In dem Versuch von SHULL wurde eine 1 mm dicke Probe verwendet. Auf sie wurde unter dem BRAGGschen Winkel ein Bündel monochromatischer Neutronen mit der Wellenlänge $\lambda = 1{,}204$ Å gerichtet. Das reflektierte Bündel wurde analysiert, indem seine Schwächung nach Durchgang einer magnetisierten bzw. unmagnetisierten Eisenprobe gemessen wurde. Innerhalb der Fehlergrenzen des Versuchs wurde eine vollständige Polarisation des reflektierten Bündels beobachtet. Diese

Methode gestattet im Unterschied zur Reflexion an Spiegeln, polarisierte monochromatische Neutronen mit wesentlich geringerer Wellenlänge zu erzeugen, und zwar auch unter größeren Reflexionswinkeln, was für viele Experimente sehr günstig ist.

Die Bedeutung polarisierter Neutronenbündel besteht nicht nur darin, daß sie die Existenz vom Spin und magnetischem Moment der Neutronen veranschaulichen, sondern auch in der Möglichkeit, die Spinabhängigkeit der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen zu untersuchen. So würde z. B. eine kombinierte Polarisation von Neutronen und Kernen eine zuverlässige Bestimmung der Kernmomente ermöglichen, die beim Einfang oder bei der Streuung langsamer Neutronen gebildet werden und über die auch heute noch nur sehr unvollständige Daten vorliegen. Die experimentelle Technik der Polarisation von Kernen bietet zwar noch große Schwierigkeiten, jedoch gelang es bereits, einige Ergebnisse in dieser Richtung zu gewinnen.

HALPERN [27] wies darauf hin, daß beim Einfang polarisierter Neutronen durch unpolarisierte Kerne in der Reaktion (n, γ) in Richtung des Neutronenspins γ-Quanten ausgestrahlt werden müssen, die zirkular polarisiert sind. Diese Form der Polarisation kann an Hand der nichtazimutalen Asymmetrie der COMPTON-Streuung an magnetisierten Stoffen nachgewiesen werden. Die Durchführung eines solchen Experiments könnte auch dazu benutzt werden, die Momente der Kerne zu bestimmen, die sich beim Neutroneneinfang bilden.

Die magnetische Neutronenstreuung liefert außerdem sehr wertvolle Ergebnisse für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften verschiedener Stoffe. Mit Hilfe von Neutronen wurde die Struktur einer ganzen Reihe von ferromagnetischen, antiferromagnetischen und paramagnetischen Stoffen untersucht, über die bis dahin nur indirekte Angaben oder Hypothesen vorlagen. Diesem Fragenkomplex ist eine ziemlich große Zahl von experimentellen und theoretischen Untersuchungen gewidmet, über die zusammenfassend in den Aufsätzen von OSEROW [28] und den Sammelbänden „Probleme der modernen Physik“ [29] berichtet wird.

KAPITEL VII

DIE WELLENEIGENSCHAFTEN DER NEUTRONEN

§ 41. Allgemeines über die Welleneigenschaften

Die Wechselwirkung von Neutronen mit Materie ist, wie auch im Falle anderer Teilchen, stets durch deren Welleneigenschaften bestimmt, die aus den Grundgesetzen der Quantenmechanik folgen. Nur näherungsweise kann man in bestimmten Fällen von diesen Welleneigenschaften absehen, indem man die Neutronen als klassische Korpuskeln betrachtet. Indessen kann auch in diesen Einzelfällen eine solche Betrachtung nur als eine Näherung gelten, die lediglich wegen ihrer Anschaulichkeit und Einfachheit gerechtfertigt ist, strenggenommen aber nicht der Natur des Neutrons entspricht.

Die anschaulichste Art und Weise, in der die Welleneigenschaften in Erscheinung treten, ist die BRAGGsche Reflexion der Neutronen an Kristallen oder die einfachste Neutronenreflexion an Spiegeln. Die Welleneigenschaften spielen immer dann eine Rolle, wenn die Abstände zwischen den einzelnen Objekten der Wechselwirkung mit der Wellenlänge der Neutronen vergleichbar sind.

So wird z. B. bei der Streuung schneller Neutronen, deren Wellenlänge von der Größenordnung der Abmessungen der Atomkerne ist, eine Beugung am Kern beobachtet, die der Beugung von Lichtwellen an einem runden Schirm ähnlich ist. Die Beugungsstreuung dieser Art zeigt sich besonders anschaulich in den bereits beschriebenen Versuchen von J. L. SOKOLOW (s. § 24, Punkt 2).

Bedeutend vielfältiger sind die Beugungs- und Wellenerscheinungen bei langsamen Neutronen. Ihre Wellenlänge ist von der Größenordnung 10^{-8} cm ($\lambda_{\text{therm}} = 1{,}8$ Å), d. h., sie ist annähernd gleich dem Abstand zwischen den Atomen in Molekülen und in kondensierten Stoffen. Es ist daher verständlich, daß bei der Streuung von Neutronen an Molekülen oder an festen und flüssigen Stoffen die Neutronenwellen, die an den verschiedenen Kernen gestreut wurden, interferieren müssen; dies ist auch tatsächlich der Fall. Infolge dieser Interferenz tritt erstens eine Veränderung der Streuintensität auf, so daß der gesamte Streuquerschnitt mehrerer Atome verschieden ist von der Summe der Streuquerschnitte der einzelnen Atome. Zweitens unterscheidet sich die Intensitätsverteilung der Streuung auf verschiedene Winkel (Winkelverteilung) wesentlich von der, die der Streuung an einzelnen Atomen entspricht. So sind

z. B. bei der BRAGGschen Reflexion an Kristallen die gestreuten Neutronen auf bestimmte Winkel konzentriert, die der BRAGGschen Bedingung genügen.

Die Beugungserscheinungen bei der Streuung langsamer Neutronen haben sehr viel Ähnlichkeit mit den Beugungserscheinungen bei der Streuung von Röntgenstrahlen. Diese Ähnlichkeit ist vor allem dadurch bedingt, daß die Wellenlängen in beiden Fällen annähernd gleich sind. Abgesehen davon, sind auch die effektiven Streuquerschnitte näherungsweise gleich. Die Streuquerschnitte der Atomkerne für Neutronen sind von der Größenordnung 10^{-24} cm². Der Querschnitt der Streuung von Röntgenstrahlen an Elektronen ist nach der THOMSONschen Formel gleich $\sigma_{str} = \left(\frac{8}{3}\right) \pi r_0^2 = 0{,}657 \cdot 10^{-24}\,\text{cm}^2$ $\left(r_0 = \frac{e^2}{m c} = 2{,}80 \cdot 10^{-13}\,\text{cm}\right.$ ist der klassische Elektronenradius$\left.\right)$. Folglich beträgt der Querschnitt der Atome bezüglich der Streuung von Röntgenstrahlen auch einige barn, ebenso wie der Querschnitt der Kerne für die Streuung von Neutronen. Daraus entspringt auch die näherungsweise Gleichheit der Brechungsindizes für Neutronen und Röntgenstrahlen. Der Brechungsindex n und die Streuamplitude f sind folgendermaßen miteinander verbunden:

$$1 - n = \lambda^2 \frac{N f}{2\pi},$$

wo λ die Wellenlänge und N die Zahl der Streuzentren (für Neutronen die Zahl der Kerne) pro Volumeneinheit ist. Die Streuamplitude f ist von der Größenordnung des Kernradius, d. h. von der Größenordnung 10^{-13} cm. Für feste Körper ist die Zahl der Atome pro cm³ gleich $N \approx 10^{23}$. Für $\lambda \approx 10^{-8}$ cm wird daher

$$1 - n \approx 10^{-6},$$

d. h., der Brechungsindex für langsame Neutronen unterscheidet sich um etwa ebensoviel von Eins wie der für Röntgenstrahlen.

Infolge dieser Ähnlichkeit zwischen Neutronen und Röntgenstrahlen hat die Neutronenoptik vieles gemeinsam mit der Optik der Röntgenstrahlen, und die schnelle Entwicklung der Neutronenoptik, die eigentlich erst gegen Ende der vierziger Jahre begann, war wesentlich dadurch bedingt, daß Untersuchungsmethoden übernommen werden konnten, die bereits vorher bei Untersuchungen der Röntgenstrahlen entwickelt worden waren.

Jedoch bestehen zwischen Neutronen und Röntgenstrahlen auch tiefe grundsätzliche Unterschiede, die die wesentlichen Eigentümlichkeiten im Verhalten der Neutronen bestimmen. Vor allem treten die Neutronen nur mit den Atomkernen in Wechselwirkung, mit den Elektronen jedoch nur sehr schwach. Die Röntgenstrahlen dagegen treten mit den Elektronen in Wechselwirkung. Eine Wechselwirkung mit den Kernen ist praktisch nicht vorhanden, obwohl die Kerne geladene Teilchen sind. Dies hängt damit zusammen, daß die Masse der Kerne groß ist, die Streuintensität von elektromagnetischen Wellen an Teilchen mit einer bestimmten Ladung aber dem Quadrat ihrer Masse umgekehrt proportional ist. Darauf beruht auch die strukturelle Verschiedenheit

der Atome als Streuobjekte für Röntgenstrahlen und Neutronen. Die Elektronen, die die Röntgenstrahlen streuen, sind über das Atomvolumen verteilt, dessen lineare Ausdehnungen von der Größenordnung 10^{-8} cm sind. Die Atomkerne dagegen, die die Neutronen streuen, sind im Mittelpunkt des Atoms konzentriert, in einem Gebiet mit den linearen Ausdehnungen von 10^{-13} cm. Für Röntgenstrahlen ist daher selbst ein einzelnes Atom ein kompliziertes Streuobjekt, und zur Beschreibung der Streuung an Atomen muß man einen Atomformfaktor einführen, der die Elektronenstruktur des Atoms berücksichtigt. Für langsame Neutronen stellt das Atom praktisch ein punktförmiges Streuzentrum dar. Die Streuung langsamer Neutronen an einem einzelnen Atom ist stets kugelsymmetrisch, und der Atomformfaktor ist daher eine Konstante, die nicht vom Streuwinkel abhängt.

Der Atomformfaktor für Röntgenstrahlen ergibt sich aus der Struktur der Elektronenhülle des Atoms und aus dem Charakter der Wechselwirkung elektromagnetischer Wellen mit einem einzelnen Elektron, der aus der Elektrodynamik gut bekannt ist. Die an einem einzelnen Atom gestreute elektromagnetische Welle hat stets die Form einer Dipolstrahlung. Daraus folgt, daß der Atomformfaktor für Röntgenstrahlen grundsätzlich für ein beliebiges Atom berechnet werden kann, da der Aufbau der Atome aus der Quantenmechanik bekannt ist. Außerdem erleidet der Atomformfaktor für Röntgenstrahlen beim Übergang von einem Atom zum benachbarten eine stetige Veränderung. Die Zahl der Elektronen ändert sich dabei zwar mindestens um Eins, jedoch kann man unter Berücksichtigung des gesamten Periodischen Systems der Elemente im Mittel diese Änderung als stetig einer gut bekannten Gesetzmäßigkeit folgend betrachten. In diesem Sinne erfährt auch der Atomformfaktor eine stetige Änderung in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z des Atoms.

Für langsame Neutronen verliert der Begriff des Atomformfaktors praktisch seinen Sinn, da ihre Wechselwirkung mit einem Atom voll und ganz durch eine Konstante bestimmt wird, und zwar durch den Querschnitt der Kernstreuung σ_{str} oder die Streuamplitude f, die eine Funktion des Querschnittes ist ($\sigma_{\text{str}} = 4\pi f^2$). Bekanntlich ist die Streuamplitude f für langsame Neutronen annähernd gleich dem Kernradius R. Dies aber stimmt nur größenordnungsmäßig, wobei die Abweichungen keiner offensichtlichen Gesetzmäßigkeit unterliegen. Mit anderen Worten, die Streuamplitude erleidet unregelmäßige Änderungen beim Übergang von einem Kern zum anderen. Insbesondere sind die Streuamplituden für verschiedene Isotope ein und desselben Elementes nicht gleich, sie können vielmehr sehr unterschiedlich sein. Selbst für ein und dasselbe Isotop mit einem von Null verschiedenen Spin hat die Streuamplitude im allgemeinen zwei verschiedene Werte, je nachdem, wie Kern- und Neutronenspin zueinander orientiert sind.

Diese Unregelmäßigkeit in der Änderung der Streuamplitude ergibt sich aus dem komplizierten Charakter der Kernwechselwirkung. Die Kräfte, die zwischen einem Kern und einem Neutron wirken, können nicht als einfache Überlagerung von Kräften dargestellt werden, die zwischen dem Neutron und jedem einzelnen Teilchen des Kerns wirken, wie dies für die elektromagnetische

Wechselwirkung möglich ist. Diese Kräfte hängen sowohl von der Zusammensetzung des Kerns ab als auch von der gegenseitigen Orientierung des Kern- und des Neutronenspins. Mit anderen Worten: die Kräfte, die zwischen Kernen und Neutronen wirken, hängen wesentlich und unregelmäßig vom Zustand des Systems Kern-Neutron ab, das im Verlauf des Streuprozesses entsteht. Am anschaulichsten tritt dies in Form der Resonanzwechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen in Erscheinung. Die Lage der Resonanzniveaus ist für verschiedene Isotope sehr unterschiedlich. Der Beitrag der Resonanzstreuung zum gesamten Streuquerschnitt ist folglich auch sehr verschieden und hängt sowohl von der Lage des Niveaus als auch von seiner Neutronenbreite ab. So beträgt z. B. für Schwefel der Streuquerschnitt etwa 1 barn, d. h., er ist einige Male kleiner als der vierfache geometrische Querschnitt des Kerns, $4\pi R^2$ ($\approx$ 2,5 barn). Dies ist bedingt durch Interferenz der Resonanz- und Potentialstreuung, wobei sich die Resonanzstreuung hier am Flügel eines ziemlich breiten Niveaus bemerkbar macht, das einer Neutronenenergie von 110 keV entspricht. Für das dem Schwefel benachbarte Element Chlor ist der Streuquerschnitt dagegen um ein vielfaches größer als der vierfache geometrische Querschnitt und beträgt 20 barn. Ähnliche Schwankungen in der Größe des Streuquerschnittes und folglich auch der Streuamplitude f treten entlang des gesamten Systems der Isotopen auf, wobei die Gesetzmäßigkeit dieser Änderung noch unbekannt ist.

Wie aus der Streutheorie bekannt ist (s. § 22), beträgt bei der Streuung langsamer Neutronen die Phasenänderung der gestreuten Wellen gegenüber der einfallenden $\delta_0 \approx \pm \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}$, wobei R der Kernradius und $\lambda\!\!\!^{-}$ die durch 2π dividierte Wellenlänge des Neutrons ist. Da $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ gilt, ist der absolute Betrag der Phasenänderung sehr klein, und die Streuamplitude ist gleich $f = \sin \delta_0 \approx \delta_0 \approx \pm \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}$. Dies bedeutet, daß die Phasenänderung der gestreuten Welle entweder etwa gleich π oder fast gleich Null ist. Verschiedene Vorzeichen der Streuamplitude treten nicht nur für verschiedene Isotope auf, sondern auch für ein und dasselbe Isotop bei verschiedener Orientierung des Kern- und des Neutronenspins. So hat z. B. bei der Streuung langsamer Neutronen an Protonen im Zustand mit parallelen Spins (Triplettzustand des Deuterons) die Streuamplitude das eine Vorzeichen und im Zustand mit antiparallelen Spins das andere. Daraus ergibt sich auch der große Wert für das Verhältnis der Streuquerschnitte langsamer Neutronen an molekularem Para- und Orthowasserstoff. Bei der Streuung von Röntgenstrahlen ändert sich die Phase stets um 180°. Dementsprechend ist der Brechungsindex für Röntgenstrahlen stets kleiner als 1. Für Neutronen ist er meist ebenfalls kleiner als 1, manchmal jedoch auch größer, wobei der absolute Betrag $|1 - n|$ in allen Fällen von der gleichen Größenordnung ist. Daraus folgt auch, daß als Neutronenspiegel mit (innerer) Totalreflexion nicht beliebige Stoffe dienen können, sondern nur solche, für die $n < 1$ ist (wenn das Bündel in Vakuum oder Luft, deren Brechungsindex auch für Neutronen fast gleich Eins ist, auf den Spiegel fällt).

§ 42. Die Streuung an Molekülen

Der einfachste Fall einer Interferenz von Neutronenwellen entspricht der Streuung an Molekülen eines Gases, das sich unter normalem Druck befindet. Der gegenseitige Abstand der Moleküle ist in diesem Fall groß im Vergleich zur Wellenlänge der Neutronen, und deshalb treten keine intermolekularen Interferenzen auf. Ist indessen die Wellenlänge des Neutrons von der gleichen Größenordnung wie der Abstand zwischen den Atomkernen im Molekül, so interferieren die Wellen, die an den Atomen gestreut werden, und das Ergebnis dieser Interferenz hängt erstens ab von der Größe und dem Vorzeichen der Streuamplitude für jedes Atom, zweitens vom Verhältnis des Abstandes zwischen den Atomen zur Wellenlänge des Neutrons und drittens von der Orientierung des Moleküls zur Wellenfront des Neutrons. Die Interferenz hat die einfachste Form, wenn die Wellenlänge sehr viel größer ist als der Abstand zwischen den Atomen im Molekül. In diesem Fall braucht man die Streuamplitude für die einzelnen Atome nur einfach algebraisch zu addieren, und die Streuamplitude für das gesamte Molekül ist gleich der Summe der Atomamplituden

$$f_{\mathrm{Mol}} = \sum_{i=1}^{n} f_i ;$$

(f_i ist die Amplitude des i-ten Atoms, n die Anzahl der Atome im Molekül).

Der effektive Streuquerschnitt ist gleich

$$\sigma_{\mathrm{Mol}} = 4\pi f_{\mathrm{Mol}}^2 = 4\pi \sum_{i,k}^{n} f_i f_k = 4\pi \left\{ \sum_{i=1}^{n} f_i^2 + \sum_{i \neq k}^{n} f_i f_k \right\} = \sum_{i=1}^{n} \sigma_i + 4\pi \sum_{i \neq k}^{n} f_i f_k . \qquad (7.1)$$

Offenbar ist der Querschnitt des Moleküls nicht gleich der Summe der Querschnitte der einzelnen Atome, aus denen das Molekül zusammengesetzt ist, sondern unterscheidet sich von dieser durch ein Interferenzglied. Wenn alle f_i das gleiche Vorzeichen haben, dann ist der Querschnitt des Moleküls größer als die Summe der Atomquerschnitte. Haben dagegen die f_i verschiedene Vorzeichen, so kann es auch umgekehrt sein. So ist z. B. im Fall zweiatomiger Moleküle bei verschiedenem Vorzeichen der Amplituden für beide Atome der Querschnitt des Moleküls kleiner als die Summe der Atomquerschnitte.

In Tab. 27 sind Meßergebnisse für den Streuquerschnitt „kalter“ Neutronen an Molekülen verschiedener Gase angeführt, wie sie von Fermi und Marshall [1] erhalten wurden. Das Neutronenbündel aus einem Uranreaktor schickte man durch eine 40-cm-Schicht BeO und entfernte aus ihm so durch Streuung den kurzwelligen Teil des thermischen Spektrums. Die hindurchgehenden Neutronen hatten eine mittlere Wellenlänge von 5,1 Å. Im Bündel wurden Rohre angeordnet, die mit verschiedenen Gasen gefüllt waren. An Hand der Bündelschwächung in der bekannten Gasmenge konnte der Streuquerschnitt des Moleküls bestimmt werden (die Absorption war in allen Fällen klein).

In der ersten Spalte der Tabelle ist die Molekülzusammensetzung angegeben, in der zweiten die für diese Moleküle gemessenen Streuquerschnitte, in der

dritten die Summe der Atomquerschnitte, in der 4. und 5. Spalte die Streuquerschnitte, die unter Berücksichtigung der Interferenzen für gleiche und verschiedene Vorzeichen der Amplituden der einzelnen Atome berechnet wurden.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, ist in allen Fällen $\sigma_{\text{Mol}} > \Sigma\sigma_i$, wobei die gemessenen Werte des Querschnittes am besten den berechneten Werten entsprechen, die für gleiche Vorzeichen der Streuamplituden ermittelt wurden.

Aus den in der Tabelle angeführten Ergebnissen folgt, daß die Atome C, O, N und F die Neutronen mit gleicher Phase streuen. Aus anderen Messungen ist bekannt, daß für Parawasserstoff H_2 $\sigma_{\text{Mol}} < \Sigma\sigma_i$. In diesem Molekül haben die beiden Protonen entgegengesetzte Spinrichtungen, und das Vorzeichen der Streuamplituden hängt von der gegenseitigen Orientierung des Protonen- und Neutronenspins ab. Bei der Streuung sehr langsamer Neutronen an einem Parawasserstoffmolekül subtrahieren sich daher die Amplituden der beiden Protonen, und der Querschnitt des Moleküls ist daher wesentlich kleiner als der doppelte Protonenquerschnitt. Der Querschnitt des Parawasserstoffmoleküls würde gleich Null sein, wenn die Amplituden der Größe nach gleich, dem Vorzeichen nach aber entgegengesetzt wären. In Wirklichkeit sind die Amplituden ihrem absoluten Betrag nach nicht gleich; daher hat der Querschnitt, wenn auch einen kleinen, so doch nicht verschwindenden Wert.

Tabelle 27. Streuquerschnitte „kalter“ Neutronen an Molekülen verschiedener Gase

Molekül	σ_{beob} [barn]	$\Sigma\sigma_i$ [barn]	σ_{berechn} [barn]	
			gleich	verschieden
CO_2	24,5	13	24,8	4,1
N_2O	57,8	34	55	41
O_2	16,2	8,2	13,2	
N_2	47,4	30	44,4	
CF_4	41,5	21	38	7,5

Offensichtlich wird bei Wellenlängen, die sehr viel größer sind als die Abmessungen des Moleküls, trotz der Interferenz die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen kugelsymmetrisch bleiben oder sich nur unwesentlich von ihr unterscheiden.

Bei der Molekülstreuung von Neutronen mit Wellenlängen, die vergleichbar sind mit den Abmessungen des Moleküls, ist das Ergebnis der Interferenz offenbar wesentlich komplizierter, sie kann aber auf etwa die gleiche Art und Weise berechnet werden wie die Interferenz der Röntgenstrahlen. Offensichtlich kann die Streuung in diesem Fall bereits nicht mehr kugelsymmetrisch sein, obwohl jedes einzelne Atom eine kugelsymmetrische Welle liefert. In Abhängigkeit von der Streurichtung wird sich nämlich die Phasendifferenz der Wellen von verschiedenen Atomen ändern, und folglich wird die Gesamtstreuamplitude richtungsabhängig sein. Mit anderen Worten, zur Berechnung der Streuung für den Fall $\lambda \approx a$ muß man den Formfaktor des Moleküls berechnen, der von den Streuamplituden der Atome abhängt, von der Struktur des Moleküls, der Wellenlänge des Neutrons und der Streurichtung. Die Berechnung, die den aus der Streutheorie von Röntgenstrahlen gut

bekannten Berechnungen ähnlich ist, liefert folgendes Ergebnis [2] für den differentiellen Streuquerschnitt:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{M}{M+1}\right)^2 \sum_{i,k} (\sigma_i \sigma_k) \frac{\sin x_{ik}}{x_{ik}}, \tag{7.2}$$

wo M das Verhältnis der Masse des Moleküls zur Neutronenmasse ist, $\sigma_{i,k}$ der gesamte Streuquerschnitt der Atome, $x_{ik} = \frac{4\pi r_{ik}}{\lambda} \sin\frac{\theta}{2}$, r_{ik} der Abstand zwischen dem i-ten und dem k-ten Atom, θ der Streuwinkel. Der Querschnitt bezieht sich auf Schwerpunktskoordinaten; er ist über alle möglichen Orientierungen der Moleküle gemittelt, wobei alle Orientierungen als gleichwahrscheinlich angesehen werden.

Abb. 161. Differentieller Querschnitt der Streuung vcn Neutronen mit der Wellenlänge $\lambda = 1{,}063$ Å an Stickstoffmolekülen N_2 (bei einem Druck von 30 atm)

Abb. 162. Differentieller Querschnitt der Streuung von Neutronen mit der Wellenlänge $\lambda = 1{,}063$ Å an gasförmigem CF_4 (bei einem Druck von 31 atm)

Abb. 161 und 162 zeigen Meßergebnisse für den differentiellen Querschnitt der Streuung an N_2 und CF_4 für monochromatische Neutronen mit einer Wellenlänge $\lambda = 1{,}063$ Å, die durch Reflexion eines Bündels thermischer Reaktorneutronen an einem NaCl-Kristall erhalten wurden [3]. Im Bündel der monochromatischen Neutronen wurde eine gasgefüllte zylindrische Kammer angeordnet. Um sie herum konnte ein Detektor langsamer Neutronen unter verschiedenen Winkeln zum Bündel gedreht werden.

In Abb. 161 stellen die Punkte die Meßergebnisse dar und die ausgezogenen Kurven die theoretischen Querschnitte, die nach der angeführten Formel (7.2) berechnet wurden.

Diese Kurven sind den entsprechenden Kurven für Röntgenstrahlen ähnlich. Ebenso wie Röntgenstrahlen können auch Neutronen zur Strukturanalyse von

Molekülen herangezogen werden; man vergleicht dabei die experimentellen Kurven mit den für verschiedene Werte der Strukturparameter des Moleküls berechneten Kurven. So erhält man z. B. für die Kurve, die CF_4 entspricht, die beste Übereinstimmung mit dem Experiment für einen Abstand C — F von 1,33 Å. Dieser Abstand ist kleiner als der sich gewöhnlich aus der Röntgenanalyse ergebende.

Die neutronengraphische Analyse hat für wasserstoffhaltige Moleküle außerordentliche Vorzüge gegenüber der Röntgenstrukturanalyse. Mit Hilfe von Röntgenstrahlen kann nämlich die Lage der Protonen im Molekül nicht festgestellt werden, da sie nur an Elektronen gestreut werden, das Wasserstoffelektron im Molekül aber „kollektiviert" ist, während die Neutronen sehr stark unmittelbar an Protonen gestreut werden und das Ergebnis dieser Streuung sehr stark von der Lage der Protonen abhängt.

§ 43. Die Streuung in Kristallen

Die Streuung von Neutronen in Kristallen erweist sich als sehr kompliziert, wenn man alle sie beeinflussenden Faktoren berücksichtigt. Vor allem kann in Realkristallen die Streuung sowohl kohärent als auch inkohärent sein. Genau genommen wird als kohärent eine solche Streuung bezeichnet, bei der die Phasenverschiebung der gestreuten und einfallenden Welle einen bestimmten Wert hat. In diesem Sinne ist jede elastische Streuung kohärent, unabhängig davon, ob die Streuzentren räumlich geordnet sind oder nicht. Betrachtet man jedoch die Interferenz von Neutronenwellen, die in einem Kristall gestreut werden, so bezieht man den Begriff der Kohärenz auf die Erhaltung der Phasenbeziehungen beim Übergang von einer Elementarzelle zur anderen. Als kohärent bezeichnet man eine solche Streuung, für die die Amplituden und Phasen der Wellen, die an verschiedenen Atomen einer bestimmten Zelle gestreut werden, in einer bestimmten Beziehung zueinander stehen, die sich für alle Zellen des Einkristalls wiederholt. Um in Übereinstimmung mit der gesamten Literatur auf dem Gebiet der Neutronenstreuung in Kristallen zu bleiben, werden wir im folgenden diesen letzteren Begriff der Kohärenz im Auge behalten, obwohl er nicht dem Begriff der Kohärenz entspricht, wie er in der klassischen Physik der Wellenerscheinungen allgemein üblich ist.

Damit die Streuung kohärent ist, muß vor allem ein Idealkristall vorliegen, in dem der Abstand zwischen den entsprechenden Elementen (Atomen oder Ionen) für alle Elementarzellen genau der gleiche ist. Ist das regelmäßige Kristallgitter gestört, und zwar durch Fehlstellen oder eingebaute Fremdatome, die nicht in die normale Gitterstruktur hineingehören, oder durch die Wärmebewegung der Atome, die natürlich chaotisch vor sich geht, so führt dies alles zur Veränderung der Phasenbeziehung zwischen den gestreuten Wellen, und die Streuung wird somit inkohärent.

Die Regelmäßigkeit des Kristalles ist eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für die Kohärenz der Neutronenstreuung (für Röntgen-

strahlen ist diese Bedingung hinreichend). Für einen Idealkristall kann die Kohärenz vor allem infolge des Einflusses verschiedener Isotope der in das Kristallgitter eingehenden Elemente gestört werden. Da jedes Isotop durch eine eigene, ihm allein zukommende Streuamplitude charakterisiert wird, wobei für verschiedene Isotope die Streuamplituden nicht nur verschiedene Größe, sondern auch verschiedene Vorzeichen haben können, und da die Isotope im Kristall willkürlich, d. h. nach Gesetzen der Statistik verteilt sind, ist für nicht einisotopige Elemente eine zufällige Störung der Beziehungen zwischen den Amplituden und Phasen der gestreuten Wellen unvermeidlich, d. h., es wird unvermeidlich eine inkohärente Streuung auftreten.

Außerdem wird die Kohärenzbedingung in einem Idealkristall durch die Spinabhängigkeit der Streuung gestört. Wenn die Atomkerne des Kristalles einen Spin haben, der von Null verschieden ist, dann können die Amplituden (und Phasen) der Streuung verschieden sein für zwei bezüglich der Kernspins verschieden orientierte Neutronenspins. Da die verschiedenen Orientierungen der Kernspins im Kristall chaotisch verteilt sind, führt dies auch zu einer Störung der Periodizität der Phasenbeziehungen zwischen den gestreuten Wellen, d. h. zu einer inkohärenten Streuung.

Somit tritt in einem Realkristall neben der kohärenten Streuung unvermeidlich eine inkohärente elastische Streuung auf, die durch Störung der regelmäßigen Kristallstruktur und durch die Isotopen- und Spinabhängigkeit der Streuung hervorgerufen wird. Eine inkohärente Streuung wird häufig als diffus bezeichnet, da sie keine bevorzugte Richtung kennt, während die kohärente Streuung eine BRAGGsche Reflexion unter bestimmten Winkeln darstellt.

Neben der elastischen (kohärenten und inkohärenten) Streuung ist in Kristallen auch eine unelastische Neutronenstreuung möglich. Die unelastische Streuung ist das Ergebnis eines Energieaustausches zwischen den Neutronen und den Wärmeschwingungen des Gitters. Dabei gibt das Neutron entweder einen Teil seiner Energie ab und regt die Schwingungen an, oder es übernimmt einen Teil der Schwingungsenergie des Gitters.

Zur unelastischen Streuung muß man auch eine Streuung zählen, bei der sich die Spinorientierung eines der Kerne des Kristalls ändert. Nach dem Impulserhaltungssatz vollzieht sich dabei auch eine Umkehr des Neutronenspins, so daß der Gesamtimpuls des Kerns und des Neutrons unverändert bleibt. Obwohl sich bei diesem Prozeß die Wellenlänge des Neutrons nicht wesentlich ändert, muß man ihn doch als unelastisch bezeichnen, da sich der Zustand des Kristalls ändert. Offensichtlich ist diese Streuung inkohärent, da sich im gesamten Gitter nur die Spinorientierung eines Kernes ändert.

Von allen Formen der Neutronenstreuung in Kristallen ist die elastische kohärente Streuung für die Neutronenoptik die wesentlichste. Die Streuamplitude des Neutrons im Kristall ist gleich der Summe der Streuamplituden aller Kristallatome, wobei die Summation unter Berücksichtigung der Phasendifferenzen ausgeführt werden muß, die von dem Verhältnis der Wellenlänge des Neutrons zum Abstand zwischen den Atomen abhängen. Da die Atome im Kristall einer bestimmten Ordnung unterworfen sind, addieren sich die

Amplituden nur für gewisse Streurichtungen, die der bekannten BRAGGschen Beziehung

$$2d \sin\varphi = n\lambda$$

genügen.

In den übrigen Richtungen vollzieht sich eine gegenseitige Auslöschung der Wellen, d. h., in diesen Richtungen tritt keine kohärente Streuung auf. Die Intensität der Reflexion in Richtung der BRAGGschen Maxima ist dem Quadrat des Strukturfaktors proportional:

$$F^2 = \left| \sum f_i e^{2\pi i n \frac{\delta_i}{d}} \right|^2,$$

wo f_i die Streuamplitude des i-ten Atoms ist, n die Ordnung der Reflexion, δ_i der Abstand des i-ten Atoms von der reflektierenden Fläche und d der Abstand zwischen den reflektierenden Flächen.

Wenn der Kristall nur aus einem Isotop mit dem Spin Null besteht, dann ist die Intensität der Reflexion in Richtung eines BRAGGschen Maximums durch ein kleines Volumenelement des Kristalls in Nähe seiner Oberfläche dem Quadrat der Anzahl der Atome in diesem Volumen proportional. Folglich ist die Neutronenstreuung an einem Kristall unter BRAGGschen Winkeln wesentlich stärker als die Streuung an einem amorphen Körper. Fällt ein Neutronenbündel mit kontinuierlichem Spektrum auf die Oberfläche eines Monokristalls, so wird der Teil des Spektrums, für den die BRAGGsche Bedingung erfüllt ist, praktisch vollständig in einer ziemlich dünnen Oberflächenschicht reflektiert. Die Rechnung zeigt, daß die Eindringtiefe der Neutronen in einem Idealkristall bei BRAGGscher Reflexion von der Größenordnung 10^{-4} cm ist [4], d. h., an der Reflexion nehmen praktisch 10^3 bis 10^4 Netzebenen teil. Die Abnahme der Intensität des Neutronenbündels beim Eindringen in den Kristall infolge der Reflexion in den Oberflächenschichten bezeichnet man als *Primärextinktion*. Wenn also auf einen Idealkristall ein streng monochromatisches Neutronenbündel unter dem BRAGGschen Winkel auftrifft, so erleidet es praktisch eine vollständige Reflexion in einer sehr dünnen Oberflächenschicht des Kristalls. Wenn aber auf den Kristall Neutronen eines kontinuierlichen Spektrums (z. B. eines thermischen) auffallen, so wird nur ein sehr kleiner Teil der Neutronen (von der Größenordnung 10^{-5}), deren Energie der BRAGGschen Bedingung entspricht, reflektiert.

Die Mehrzahl der Realkristalle besitzt eine Mosaikstruktur. Dies bedeutet, daß der Realkristall aus kleinen Kristallen besteht, deren gegenseitige Orientierung um einige Bogensekunden oder gar Minuten schwankt. Die Theorie der Neutronenreflexion (ebenso wie die der Reflexion von Röntgenstrahlen) an Realkristallen ist ziemlich kompliziert. Sie ist in einer Reihe von Originalarbeiten dargelegt [4], aus denen wir nur die physikalischen Vorstellungen über den Charakter der Erscheinung übernehmen.

Wir setzen voraus, daß die Abmessungen der Mosaikblöcke des Kristalls klein sind im Vergleich zur Eindringtiefe der Neutronen und daß folglich durch jeden Block ohne starke Schwächung auch die Neutronen hindurchgehen, für die die BRAGGsche Bedingung erfüllt ist. Solche Kristalle werden

in den genannten Arbeiten als *ideal unvollkommene* Kristalle bezeichnet. Da die einzelnen Kristallblöcke verschieden orientiert sind, werden die Neutronen, die auf einem dieser Blöcke unter BRAGGschem Winkel auftreffen, durch den folgenden im allgemeinen ohne BRAGGsche Reflexion hindurchgehen, und dies wird solange der Fall sein, bis sie einem Kristallblock begegnen, der geeignet orientiert ist. Infolgedessen ist die Eindringtiefe der Neutronen in einen unvollkommenen Kristall sehr viel größer als für einen Idealkristall. Ist die Kristalldicke genügend groß, so werden alle Neutronen, für die die Mosaikverteilung innerhalb der Grenzen der BRAGGschen Winkel liegt, reflektiert. Dabei wird offensichtlich der spektrale (und der Winkel-) Bereich der reflektierten Neutronen wesentlich größer sein als im Fall einer Reflexion an einem Idealkristall. Folglich wird auch die Intensität der Reflexion von Neutronen eines kontinuierlichen Spektrums wesentlich größer (eine Größenordnung).

Wenn die Dicke eines Kristall idealer Unvollkommenheit von der Größenordnung der Eindringtiefe der Neutronen oder geringer ist, so werden nicht alle Neutronen mit geeigneter (der BRAGGschen Bedingung entsprechenden) Wellenlänge reflektiert. In diesem Fall ist die Reflexionsintensität annähernd dem Strukturfaktor F (nicht F^2) proportional.

Auf dieser Besonderheit der Neutronenreflexion an Kristallen beruhen die Versuche zur Bestimmung der relativen Phasen der Neutronenstreuung an verschiedenen Elementen, die erstmalig von FERMI und MARSHALL [1] ausgeführt wurden.

Wie aus dem oben für F angegebenen Ausdruck ersichtlich ist, hängt deren Größe von der Ordnung der Reflexion ab. Diese Abhängigkeit kann am anr schaulichsten am Beispiel eines zweiatomigen Kristalles mit kubischer Struktu- vom Typ NaCl, LiF, usw. verfolgt werden. Im System der Gitterebenen (111) enthalten diese Kristalle abwechselnd Atome der einen Art (z. B. Na) und dann der anderen (z. B. Cl), wobei die Abstände zwischen den Ebenen alle gleich sind. Bei Reflexion erster Ordnung ist die Differenz der optischen Weglänge der Neutronenwellen zwischen benachbarten Ebenen, die verschiedene Atome enthalten, gleich $\frac{\lambda}{2}$. Sind die Streuamplituden für Na- und Cl-Atome der Größe und dem Vorzeichen nach gleich, so tritt keine Reflexion erster wrdnung auf, da sich die Wellen, die an benachbarten Ebenen reflektiert Oerden, gegenseitig auslöschen. Dies bedeutet, daß der Strukturfaktor des Kristalls für die erste Ordnung gleich Null ist. Wenn die Amplituden der Größe nach gleich, dem Vorzeichen nach aber entgegengesetzt sind, dann wird umgekehrt in der ersten Ordnung eine starke Reflexion auftreten, und F wird seinem absoluten Betrag nach gleich dem doppelten Wert der Streuamplitude sein.

Sind die Amplituden nicht der Größe nach gleich, so ist F gleich der Summe oder der Differenz der Amplituden, je nach deren Vorzeichen.

Für die Reflexion zweiter Ordnung ist der Strukturfaktor F gleich der Summe der Amplituden, wenn sie gleiches Vorzeichen haben, und gleich der Differenz, wenn ihr Vorzeichen verschieden ist. Im allgemeinen werden bei der Reflexion an dem System der Ebenen (111) kubischer Kristalle vom Typ NaCl die Intensitäten gerader Ordnung groß, die ungerader Ordnung klein sein, wenn

die Streuamplituden für beide Atomarten dem Vorzeichen nach gleich sind, und umgekehrt werden die Intensitäten ungerader Ordnung größer als die der geraden, wenn die Vorzeichen der Amplituden verschieden sind.

Für Kristalle mit komplizierterer Struktur hängt die Größe F ebenfalls von der Größe und dem Vorzeichen der Streuamplituden verschiedener Atome ab, sowie von der Ordnung der Reflexion, obwohl diese Abhängigkeit etwas verwickelter ist.

Fermi und Marshall untersuchten Braggsche Neutronenreflexionen verschiedener Ordnungen für verschiedene Kristalle. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 163 schematisch dargestellt. Ein Bündel thermischer Neutronen, das aus einer schmalen Öffnung in einem Kernreaktor austritt, fällt auf einen Kristallmonochromator (CaF_2) unter einem Winkel $\varphi = 16°$. Der Kristall reflektiert in erster Ordnung Neutronen mit einer Wellenlänge von etwa 1,50 Å. Die Neutronen zweiter Ordnung mit einer viermal größeren Energie liegen im Bereich des intensitätsschwachen Schwanzes der Maxwell-Verteilung. Ihre Anzahl im reflektierten Bündel ist gering. Das reflektierte Bündel kann daher als monochromatisch angesehen werden.

Abb. 163. Versuchsschema zur Untersuchung der Braggschen Neutronenreflexionen verschiedener Ordnung
1 thermische Säule, *2* CaF_2-Kristall, *3* zweiter Kristall, *4* Zählrohr

In diesem Bündel wird der zu untersuchende Kristall angeordnet. Stellt man diesen Kristall unter verschiedenen Winkeln zum Bündel ein, so kann man erreichen, daß die Braggsche Bedingung für verschiedene Reflexionsordnungen erfüllt ist. Mit Hilfe einer speziellen mechanischen Vorrichtung kann gleichzeitig mit dem zu untersuchenden Kristall der Neutronendetektor um den doppelten Winkel gedreht werden. Als Neutronendetektor diente ein BF_3-gefülltes Proportionalzählrohr.

Durch Drehung des Kristalls und des Detektors wird das Gerät schrittweise auf die Braggschen Maxima verschiedener Ordnung eingestellt. Die Zählrate, die mit Hilfe des Detektors ermittelt wird, wenn dieser auf ein Maximum eingestellt ist, abzüglich des Untergrundes, der infolge der diffusen Reflexion auftritt und den man berücksichtigen kann, indem man das Zählrohr aus dem Maximum herausrückt, dient zur Charakterisierung der Reflexionsintensität.

Die Ergebnisse der durchgeführten Messungen sind in Tab. 28 angeführt.

In der Spalte „Strukturfaktor" sind die Formeln für die Strukturfaktoren angegeben. Die Bezeichnung Ca — 2F bedeutet z. B., daß der Strukturfaktor gleich der Differenz der Streuamplituden des Kalziums und der doppelten Streuamplitude des Fluors ist. Rechts sind in der gleichen Spalte die Absolutwerte der Strukturfaktoren angegeben, für deren Berechnung man die Werte

Tabelle 28. BRAGGsche Neutronenreflexion verschiedener Ordnung an Monokristallen

Kristall	Ebene	Ordnung	Strukturfaktor F		Intensität I	$\frac{I}{F}$
CaF_2	(100)	1	Ca − 2F	0,41	16300	39800
		2	Ca + 2F	1,99	20300	10200
		3	Ca − 2F	0,41	1287	3140
NaCl	(111)	1	Na − Cl	0,57	2376	3990
		2	Na + Cl	1,69	2750	1630
PbS	(111)	1	Pb − S	0,20	7280	36400
		2	Pb + S	0,76	10700	14100
		3	Pb − S	0,20	808	4040
		4	Pb + S	0,76	750	986
MnS_2	(111)	1	Mn − 1,06 S	0,74	7930	10700
		2	Mn + 0,06 S	0,42	2560	6100
		3	Mn + 0,06 S	0,42	670	1600
MgO	(111)	1	Mg − O	0,05	764	15300
		2	Mg + O	1,17	14175	12100
		3	Mg − O	0,05	132	2640
LiF	(111)	1	Li − F	1,19	10080	8470
		2	Li + F	0,01	0	—
		3	Li − F	1,19	300	252
KBr	(111)	1	Br − K	0,21	1545	7360
		2	Br + K	0,91	2853	3140
KCl	(111)	1	Cl − K	0,78	2346	3010
		2	Cl + K	1,48	5620	3800
		3	Cl − K	0,78	334	428
		4	Cl + K	1,48	160	108
KJ	(111)	1	K − J	0,01	85	—
		2	K + J	0,71	348	500
		3	K − J	0,01	24	—

der Streuamplituden benutzt hat, die in einem anderen Experiment ermittelt wurden. In der 5. Spalte sind die gemessenen Reflexionsintensitäten aufgeführt, in der 6. Spalte ihr Verhältnis zur Größe des Strukturfaktors.

Aus der Tabelle ist vor allem ersichtlich, daß mit zunehmender Reflexionsordnung die Intensität abnimmt. Dies hängt mit der wachsenden Rolle der Kristallfehler, insbesondere wegen der Wärmebewegung der Atome, bei ansteigender Reflexionsordnung zusammen. Die Mehrzahl der Kristalle liefert eine stärkere Reflexion für gerade Ordnungen (in der 2. stärker als in der 1. Ordnung). Dies zeugt davon, daß die Mehrzahl der Paare entsprechender Atome Streuamplituden gleichen Vorzeichens hat. Gleichzeitig gibt es jedoch auch Kristalle (LiF, MnS_2), die für ungerade Ordnung eine stärkere Reflexion aufweisen als für gerade. In diesen Kristallen haben die Atome dem Vorzeichen nach entgegengesetzte Streuamplituden. Insbesondere ist für die Reflexion

am LiF-Kristall die Intensität zweiter Ordnung praktisch gleich Null. Hier zeigt sich nämlich der Umstand, daß die Streuamplituden der Größe nach fast gleich, dem Vorzeichen nach aber entgegengesetzt sind (für Li und F). Bei der Analyse dieser Meßergebnisse kamen FERMI und MARSHALL zu dem Schluß, daß die meisten der untersuchten Elemente Streuamplituden gleichen Vorzeichens besitzen. Eine Ausnahme bilden Li und Mn, die ein anderes Vorzeichen der Amplitude (negatives) haben.

In diesen Versuchen wird nur die Gleichheit oder Ungleichheit des Vorzeichens der Streuamplitude für verschiedene Atome bestimmt. Die absolute Bestimmung des Vorzeichens wird mit Hilfe der Reflexion von Neutronen an Spiegeln durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Mehrzahl der Kerne positive Streuamplituden haben und nur einige wenige (H^1, Li^7, Ti, Mn^{55}, Ni^{62}) negative.

Die Streuung von Neutronen an Polykristallen, d. h. an Proben, die aus kleinen Kristallen bestehen, welche willkürlich zueinander orientiert sind, entspricht hauptsächlich einer BRAGGschen Neutronenreflexion an geeignet orientierten Mikrokristallen. Tatsächlich, bei ihrem Durchgang durch ein Kristall, der nicht entsprechend der BRAGGschen Bedingung orientiert ist, werden die Neutronen nicht kohärent gestreut. Wenn außerdem die inkohärente Streuung klein ist, so werden sie praktisch überhaupt nicht gestreut. Aber in einem nicht allzu kleinen Polykristall findet sich offenbar stets eine gewisse Anzahl von Mikrokristallen, die entsprechend der BRAGGschen Bedingung orientiert sind und eine starke kohärente Streuung in der entsprechenden Richtung liefern. Ein monochromatisches Neutronenbündel wird daher von einem Polykristall nur in bestimmten Richtungen kohärent gestreut. Die entsprechenden Richtungen ergeben sich aus der BRAGGschen Bedingung für verschiedene Reflexionsordnungen und verschiedene Systeme der Gitterebenen.

Wenn auf einen Polykristall ein Bündel von Neutronen mit kontinuierlichem Spektrum fällt, dann werden eine starke kohärente Reflexion alle die Neutronen erfahren, für die die BRAGGsche Bedingung erfüllt werden kann. Da die Mikrokristalle unter beliebigen Winkeln gegenüber dem Bündel orientiert sind, gibt es offenbar für Neutronen beliebiger Wellenlänge Kristalle, die entsprechend der BRAGGschen Bedingung orientiert sind. Es wird daher für Neutronen beliebiger Energie eine kohärente Streuung auftreten, wobei jeder Energie einige bestimmte Streurichtungen entsprechen. Die BRAGGsche Bedingung ist kategorisch nur für die Neutronen gestört, deren Wellenlänge den doppelten Wert des Abstandes zwischen den streuenden Ebenen übertrifft, d. h. für

$$\lambda > 2d.$$

Da jedem Kristall eine große Anzahl verschiedener Systeme von Gitterebenen mit verschiedenem Abstand d_i zwischen ihnen entspricht, tritt die Störung der BRAGGschen Bedingung für sie bei verschiedenen Wellenlängen ein. Wenn $\lambda > 2d_i$ gilt, dann ist eine kohärente Streuung an den entsprechenden Ebenen unmöglich. Wir wollen annehmen, daß auf einen Polykristall ein Bündel monochromatischer Neutronen mit veränderlicher Wellenlänge fällt. Solange $\lambda < 2d_i$ ist, werden die Neutronen kohärent gestreut, da

sich immer Kristalle finden, die entsprechend dem einen oder anderen System von Gitterebenen in Übereinstimmung mit dem BRAGGschen Winkel orientiert sind. Wenn für ein System der Gitterebenen bei wachsendem λ die Bedingung $\lambda > 2d_i$ erreicht wird, so ändert sich die Intensität der kohärenten Streuung sprunghaft, da aus dem Streuprozeß ein Teil der Kristalle ausfällt, die Neutronen mit kleinerer Wellenlänge streuen. Wenn die Bedingung $\lambda > 2d_i$ für das System von Gitterebenen mit dem größten Abstand d erfüllt ist, dann hört die kohärente Streuung überhaupt auf.

Abb. 164. Totaler Querschnitt von mikrokristallinem Berylliumoxyd. Die Kurven sind berechnet, und zwar die ausgezogene Kurve für gleiche Phasen von Be und O, die gestrichelte für verschiedene Phasen

Diese Erscheinung der sprunghaften Änderung der Intensität und folglich auch des effektiven Streuquerschnittes zeigt sich in Experimenten, in denen die Schwächung eines Bündels von Neutronen mit veränderlicher Energie in polykristallinen Stoffen bestimmt wird. In Abb. 164 sind Meßergebnisse für den totalen Querschnitt einer mikrokristallinen BeO-Probe angegeben [5], die für monochromatische Neutronen mit Hilfe eines mechanischen Selektors und eines Kristallmonochromators gewonnen wurden. Bei Neutronenenergien um 0,5 eV ist die Wellenlänge klein, und es tritt praktisch keine BRAGGsche Reflexion auf. Die Streuung vollzieht sich an jedem Atom unabhängig von anderen, und der Querschnitt des Moleküls BeO (etwa 10 barn) ist gleich der Summe der Atomquerschnitte von Be und O. Mit größer werdender Wellenlänge und folglich mit abnehmender Energie der Neutronen beobachtet man eine Vergrößerung des Querschnittes infolge der BRAGGschen kohärenten Streuung an den Mikrokristallen. Bei einigen Energiewerten tritt eine sprunghafte Verminderung des Querschnittes auf. Diese Sprünge sieht man deutlich auf der geknickten ausgezogenen Linie, die für den Querschnitt unter der Voraussetzung berechnet wurde, daß die Streuamplituden von Be und O das gleiche Vorzeichen haben. Die Meßergebnisse stehen in Einklang mit der berechneten Kurve und weisen Sprünge des Querschnittes bei Energien auf, denen die Wellenlängen $\lambda = 2d_i$ entsprechen. Bei Neutronenenergien unter 0,003 eV ist die Wellenlänge größer als der doppelte Wert der maximalen Gitterkonstante des BeO, und die kohärente Streuung hört auf. Der Querschnitt ist daher sehr klein und gleich der Summe des Querschnittes der inkohärenten Streuung und der des Einfanges. Die punktierte Kurve in Abb. 164 wurde unter der Annahme berechnet, daß die Streuamplituden von Be und O entgegengesetzte Vorzeichen haben. Da sie nicht mit den Meßergebnissen übereinstimmt, folgt aus diesem Experiment, daß die Vorzeichen der Amplituden gleich sind.

Abb. 165. Spektrum „kalter“ Neutronen, die beim Durchgang eines Bündels thermischer Neutronen durch eine dicke BeO-Schicht entstehen

Abszisse: Wellenlänge in Å; Ordinate: Intensität

Die starke Abnahme des Streuquerschnittes für langsame Neutronen mit Wellenlängen $\lambda > 2d_{\max}$ wird zur Erzeugung sogenannter kalter Neutronen benutzt, indem man ein Bündel thermischer Neutronen durch eine mikrokristalline Probe hindurchschickt. Von den thermischen Neutronen werden diejenigen nach allen Richtungen gestreut, die in der Probe eine kohärente Streuung erleiden, während die langsamsten von ihnen, die dem Schwanz

der MAXWELL-Verteilung entsprechen, durch die Probe ohne merkliche Streuung hindurchgehen, wenn die Querschnitte des Einfanges und der inkohärenten Streuung klein sind. Unter Ausnutzung dieses Effektes erzeugten FERMI und seine Mitarbeiter „kalte“ Neutronen, indem sie ein Bündel thermischer Neutronen durch eine dicke BeO- oder Graphitschicht hindurch-

Abb. 166. Totaler Querschnitt für TiC. Die Sprünge sind durch die Änderung des Streuquerschnittes bei $\lambda = 2\,d_i$ bedingt

schickten. Die Grenze der kohärenten Streuung liegt für BeO bei Wellenlängen um 4,5 Å und für Graphit bei noch größeren Werten von $\lambda \approx 7{,}5$ Å.

In Abb. 165 ist das Neutronenspektrum dargestellt, das bei der Filterung des Bündels durch eine Schicht BeO erhalten wurde. Links, bei 4,5 Å, ist die Grenze des Spektrums durch den Sprung im Querschnitt der kohärenten Streuung bedingt, rechts entspricht der Intensitätsabfall der MAXWELL-Verteilung.

Schreibt man diesen Neutronen eine effektive Temperatur zu, die derjenigen thermischen Energie entspricht, welche gleich der mittleren Energie der

Neutronen ist, so ergibt sie sich zu etwa 180° K, d. h., sie ist sehr klein (daher auch die Bezeichnung „kalte Neutronen"). Offensichtlich liefert eine Filtration durch Graphit, für das die Grenzwellenlänge noch größer ist, noch kältere Neutronen. Die Intensität des Bündels indessen ist dabei merklich geringer, da solche Neutronen im thermischen Spektrum noch seltener vertreten sind.

In Abb. 166 ist die Kurve für den totalen Querschnitt von TiC dargestellt, die sich als der Kurve in Abb. 164 analog erweist. Hier zeigen sich die Sprünge des Querschnittes der kohärenten Streuung auf der mit abnehmender Neutronenenergie monoton anwachsenden Kurve des Einfangquerschnittes, der ziemlich große Werte annimmt. Die Striche oben weisen auf die Wellenlängen hin, denen die Grenzen der kohärenten Streuung an verschiedenen Systemen der Gitterebenen entsprechen. Neben den Strichen sind die Indizes der Ebenen angegeben.

Ein Bündel monochromatischer Neutronen, das auf eine mikrokristalline Probe auffällt, erfährt eine kohärente Streuung an den Mikrokristallen, die unter BRAGGschen Winkeln orientiert sind, und die Neutronen werden daher nur unter ausgewählten Richtungen reflektiert. Die Streuwinkel und die Intensitäten in den Beugungsmaxima hängen von der Struktur der Mikrokristalle ab. Untersucht man die Verteilung der Neutronen, die von einer mikrokristallinen Probe aus einem auf sie auftreffenden monochromatischen Neutronenbündel herausgestreut werden, so hat man die Möglichkeit zur Durchführung von Neutronenstrukturanalysen. Vom Standpunkt der Neutronenphysik aus ist diese Analyse vor allem deswegen wichtig, weil sie die Amplituden und Phasen der Neutronenstreuung an verschiedenen Kernen zu bestimmen gestattet.

Abb. 167. Schema eines Kristallspektrometers zur Analyse mikrokristalliner Proben

1 Paraffin, *2* Blei, *3* Reaktorabschirmung, *4* Cadmiumverschluß, *5* Motorantrieb, *6* Zählrohr mit BF_3, *7* Einfallendes Bündel, *8* NaCl, (200)-Ebene, *9* Reflektiertes Bündel

Da mikrokristalline Materialien zugänglicher sind als Monokristalle, erweisen sich Experimente mit ihnen in monochromatischen Bündeln einfacher als mit Monokristallen. Die Streuintensitäten sind jedoch für Mikrokristalle bedeutend geringer, und man benötigt in diesem Fall Neutronenbündel größerer Intensität. Unter Verwendung intensiver Neutronenbündel, wie sie aus einem Reaktor austreten, und einiger methodischer Kunstgriffe gelang

es, Versuchsanordnungen zu entwickeln, die für eine neutronographische Analyse von mikrokristallinen Proben geeignet sind. An Hand solcher Analysen konnten wichtige Ergebnisse ermittelt werden. Eines der ersten Geräte dieser Art ist in Abb. 167 dargestellt. Das aus einer Öffnung in der Reaktorwand austretende Neutronenbündel, das einen Querschnitt von $2{,}5 \times 2{,}6\ \text{cm}^2$ und einen Öffnungswinkel von 1° hat, fällt auf einen NaCl-Monokristall, der als Monochromator dient. Um das reflektierte Bündel einzuengen, ist der Kristall unter einem Winkel von $6{,}5^\circ$ gegen die reflektierende (200)-Ebene zugeschnitten, wie dies in Abb. 167 links in vergrößertem Maßstab dargestellt ist. Die Breite des reflektierten Bündels beträgt 0,9 cm, während die Breite des einfallenden Bündels gleich 2,5 cm ist. Der Kristallmonochromator ist mit Bor, Paraffin und Blei abgeschirmt, wodurch das durchgehende Bündel absorbiert und die Versuchsanordnung vor gestreuten Neutronen und γ-Strahlen geschützt wird. Durch eine Öffnung im Schutzblock konnte das monochromatisch reflektierte Bündel austreten (die Beimischung der Neutronen 2. Ordnung betrug 1,6 %). Im Bündel wurde eine mikrokristalline Probe angeordnet und in einem gewissen Abstand von ihr ein Neutronenzählrohr, das mit BF_3 (angereichertes Bor) gefüllt war. Das Zählrohr konnte unter verschiedenen Winkeln zum Bündel aufgestellt werden, wodurch die Möglichkeit gegeben war, Streuintensitäten in verschiedenen Richtungen zu messen.

In Abb. 168 sind die Meßergebnisse für Blei, Aluminium, Graphit und Diamant dargestellt. In einigen Richtungen beobachtet man scharfe Maxima infolge der BRAGGschen Neutronenreflexion an den Ebenen, deren Indizes unter den Maxima angegeben sind. Aus der Intensität der Streuung in den Maxima kann man im Fall einatomiger Kristalle die Streuamplitude bestimmen.

Interessant sind die Ergebnisse, die auf diese Art und Weise für Natriumhydrid gewonnen wurden, das gewöhnlichen Wasserstoff und Deuterium enthält. In Abb. 169 sind die Neutronogramme für NaD und NaH dargestellt. Die Struktur der beiden Hydride ist offenbar die gleiche, die Neutronogramme jedoch unterscheiden sich wesentlich voneinander. So ist z. B. das Maximum, das dem Index (111) entspricht, für NaH sehr deutlich, für NaD dagegen nur sehr schwach ausgeprägt. Dagegen entspricht dem Index (200) ein deutliches Maximum für NaD, während es für NaH vollständig fehlt. Diese Gegenüberstellung führt zu dem Schluß, daß die Streuamplituden für H und D entgegengesetztes Vorzeichen haben. Die Maxima, die für NaD auftreten, fehlen daher für NaH und umgekehrt.

Mit Hilfe einer neutronographischen Untersuchung des Natriumhydrids konnte erstmalig seine Struktur bestimmt werden, was an Hand röntgenographischer Untersuchungen nicht gelang. Durch Vergleich der Intensitäten verschiedener Maxima des Neutronogramms von NaH mit den Quadraten der Strukturfaktoren für verschiedene Varianten der Molekülstruktur fanden SHULL und andere [6], daß NaH die gleiche Struktur aufweist wie NaCl. Auf ähnliche Art und Weise wurde erstmals auch die Struktur von Eis bestimmt, wobei zur Analyse Proben aus schwerem Eis (D_2O) benutzt wurden, das eine geringe inkohärente Streuung zeigt [7].

Abb. 168

Neutronogramme mikrokristalliner Proben aus Blei, Aluminium, Graphit und Diamant

In Abb. 170 sind Neutronogramme für Nickeloxyd angegeben, das verschiedene Isotope enthält. Aus einem Vergleich der Neutronogramme folgt, daß Ni^{62} eine Streuamplitude aufweist, die sich dem Vorzeichen nach von den Streuamplituden anderer Nickelisotope unterscheidet, da $Ni^{62}O$ ein sehr intensives Maximum für den Index (111) besitzt und im Gegensatz zu Oxyden

Abb. 169. Neutronogramme für NaH und NaD

Abb. 170. Neutronogramme für Nickeloxyd bei verschiedener Isotopenzusammensetzung.
Abszisse: Zählrohrwinkel; Ordinate: Impulse pro Minute

anderer Isotope praktisch gar nicht in der dem Index (200) entsprechenden Richtung streut.

In allen angeführten Neutronogrammen ist leicht ein Untergrund gestreuter Neutronen zu bemerken, der unter jedem beliebigen Winkel auftritt. Dieser Untergrund wird durch die inkohärente Streuung verursacht, die sowohl mit der Unvollkommenheit des Kristalls und den Wärmebewegungen der Atome zusammenhängt als auch mit der Isotopen- und Spinabhängigkeit

Abb. 171. LAUE-Diagramm für Neutronen, das mit einem NaCl-Kristall aufgenommen wurde. In der Mitte befindet sich ein Ausschnitt für den Durchgang des direkten Bündels.

der Streuamplituden. Eine sehr starke inkohärente Streuung, die durch die Spinabhängigkeit bedingt ist, tritt bei Kristallen auf, die gewöhnlichen Wasserstoff enthalten (vgl. Abb. 169 für NaH). Die Streuamplituden des Wasserstoffs sind für die beiden Orientierungen des Neutronenspins nicht nur der absoluten Größe nach verschieden, sondern auch dem Vorzeichen nach. Da die H-Atome mit verschiedenen Spinorientierungen im Kristall chaotisch verteilt sind, ist eine starke inkohärente Streuung unvermeidlich, die die neutronographische Untersuchung wasserstoffhaltiger Kristalle durch Beobachtung der kohärenten Streuung beeinträchtigt.

Andererseits gestattet die Untersuchung der diffusen Streuung und ihr Vergleich mit der kohärenten eine Bestimmung der Isotopen- und Spin-

abhängigkeit der Streuamplituden. Diesem Problem sind eine ganze Reihe von Experimenten gewidmet. So untersuchten z. B. SHULL und WOLLAN [8] die starke inkohärente Spinstreuung für Vanadium, wobei sie für VC bei isotoper Verteilung einen Querschnitt von 0,40 barn/sterad fanden.

Eine ausführliche Übersicht über neutronographische Untersuchungen findet man in einem Artikel von OSEROW [9]. Kurze Referate der Originalarbeiten sind in neutronen-physikalischen Referatensammlungen enthalten.

Unter den Beobachtungen der Neutronenbeugung an Kristallen muß man noch die Arbeit von WOLLAN und anderen [10] erwähnen, in der ein Neutronen-LAUE-Diagramm auf einer photographischen Platte gewonnen wurde, das in Abb. 171 wiedergegeben ist. Ein Bündel thermischer Neutronen aus einem Reaktor wurde auf einen NaCl-Kristall gerichtet; hinter dem Kristall befand sich eine photographische Platte, die mit einer Indiumfolie abgedeckt wurde. Die gestreuten Neutronen aktivierten die Indiumfolie, und die Elektronen, die beim radioaktiven Zerfall des Indiums entstehen, wirkten auf die Photoplatte in der Nähe ihres Austritts aus der Folie. Nach einer zwölfstündigen Belichtungszeit wurde die Platte entwickelt. Man entdeckte auf ihr ein Beugungsbild, das einem Röntgen-LAUE-Diagramm vollkommen ähnlich ist. Die Indiumfolie wurde an einzelnen Punkten aktiviert, deren Lage den Beugungsmaxima der Neutronenstreuung entsprach.

§ 44. Die Reflexion und Ablenkung von Neutronen

Wenn die Wellenlänge des Neutrons groß ist im Vergleich zu den Abständen zwischen den Atomen in einem festen Körper, dann kann die Wechselwirkung des Neutrons mit diesem Körper als Wechselwirkung mit einem dichten Medium betrachtet werden, in dem das Neutronenpotential durch Mittelung über das Volumen gefunden wird. Eine solche Mittelung liefert ein von Null verschiedenes Potential V, das gleich

$$V = A N = -\frac{2\pi\hbar^2}{m k}\,\delta_0 N = 2\pi\lambda\frac{\hbar^2}{m}\,\delta_0 N \tag{7.3}$$

ist, wo $k = \frac{1}{\lambda}$ der Wellenzahlvektor des Neutrons ist, δ_0 die Phase der Radialfunktion der Neutronenwelle, die am Atom gestreut wurde, und N die Zahl der Atome pro cm^3 des Körpers.

Das Vorhandensein eines Potentials V führt zur Brechung der Neutronenwelle an der Grenze des Körpers, und unter diesem Gesichtspunkt kann das Medium durch Angabe eines bestimmten Brechungsindexes für Neutronen charakterisiert werden.

Die Größe des Brechungsindexes findet man durch Lösung der SCHRÖDINGER-Gleichung für freie Neutronen im Vakuum und für Neutronen in einem Medium mit dem Potential V.

Wenn die Neutronenabsorption in dem Medium klein ist (diese Bedingung ist in den meisten Fällen erfüllt, und zwar sogar für stark absorbierende Stoffe), dann setzt man, wie gewöhnlich,

$$n = \frac{k}{k_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda},$$

wo λ_0 die Neutronenwellenlänge im Vakuum, λ die Wellenlänge im festen Körper sind. Führt man außerdem die Werte k und k_0 aus den entsprechenden Lösungen der SCHRÖDINGER-Gleichung ein, so findet man [11]

$$n^2 - 1 = \pm N\lambda^2 \sqrt{4\pi\sigma} = \pm N\lambda^2 \frac{f}{\pi}.$$

Da

$$n^2 - 1 = (n+1)(n-1) \approx 2(n-1),$$

wird

$$n - 1 = \pm N\lambda^2 \frac{f}{2\pi},$$

wo f die Streuamplitude und $\sigma = 4\pi f^2$ der Streuquerschnitt ist.

Da für thermische Neutronen λ von der Größenordnung 10^{-8} cm, $f = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}}$ von der Größenordnung 10^{-13} cm sind und N für kondensierte Stoffe etwa den Wert 10^{23} hat, wird die Differenz zwischen dem Brechungsindex und Eins,

$$\varepsilon = 1 - n = \pm \frac{\lambda^2}{2\pi} Nf,$$

von der gleichen Größenordnung wie für Röntgenstrahlen (10^{-6}) sein. Im Unterschied zu den Röntgenstrahlen können die Neutronen sowohl negative als auch positive Abweichungen von 1 in der Größe des Brechungsindexes aufweisen (für Röntgenstrahlen ist stets $n < 1$). Das Vorzeichen der Abweichung hängt vom Vorzeichen der Streuamplitude f ab. Ist die Streuamplitude positiv, so ist auch die Abweichung positiv und daher $n < 1$.

Der Reflexionskoeffizient R läßt sich für nichtabsorbierende Medien aus der Stetigkeitsbedingung für die Wellenfunktion des Neutrons und deren Ableitung in Richtung des Normalenvektors zur Oberfläche des Mediums finden. Er ist gleich [11]

$$R = \left[\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2\theta} - \cos\theta}{\sqrt{n^2 - \sin^2\theta} + \cos\theta}\right]^2,$$

wo θ der Einfallswinkel (der Winkel zwischen dem Bündel und dem Normalenvektor zur Oberfläche) ist. Für $\sin\theta < n$ ist der Reflexionskoeffizient sehr klein, da n dicht bei 1 liegt und der Zähler fast gleich Null ist. Folglich ist eine merkliche Neutronenreflexion nur für große Einfallswinkel θ möglich, wenn $\sin^2\theta$ in der Nähe von 1 liegt. Für $\sin\theta > n$ tritt offensichtlich eine Totalreflexion ein, da R gleich 1 wird. Die Bedingung $\sin\theta > n$ ist nur für den Fall $n < 1$ erfüllt. Eine Totalreflexion der Neutronen ist daher nicht an jedem beliebigen Medium möglich, sondern nur an solchen, dessen Atome

eine positive Streuamplitude für Neutronen haben. Somit kann aus Beobachtungen der Totalreflexion das Vorzeichen der Streuamplituden absolut bestimmt werden.

Die Beobachtung der Totalreflexion von Neutronen ist sehr schwer, da sie nur bei sehr kleinen Winkeln $\varphi > \frac{\pi}{2} - \theta$ eintritt. Führen wir φ an Stelle von θ in den Ausdruck für R ein und setzen wir $\sin\varphi = \varphi$ für kleine φ, so erhalten wir sofort

$$R = \left[\frac{1 - \sqrt{1 - \frac{2\varepsilon}{\varphi^2}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{2\varepsilon}{\varphi^2}}}\right]^2 .$$

Der Winkel φ ist für den Fall der Totalreflexion kleiner als $\sqrt{2\varepsilon}$, d. h. von der Größenordnung 10^{-3} rad (einiger Minuten). Um die Totalreflexion beobachten zu können, muß man daher schmale Bündel mit sehr kleinem Öffnungswinkel benutzen. Die Intensität solcher Bündel ist aber praktisch ziemlich gering.

Abb. 172. Versuchsanordnung zur Untersuchung der Neutronenreflexion an Spiegeln
1 thermische Säule, *2* der als Monochromator dienende Kristall CaF_2, *3* Reflektor, *4* Zählrohr, S_1, S_2 und S_3 Spalte in Cadmiumschirmen

Man muß auch im Auge behalten, daß die Eindringtiefe der Neutronen in die reflektierende Schicht im Fall der Totalreflexion gleich

$$d \approx \frac{\lambda}{\sqrt{2\varepsilon}}$$

ist, d. h. von der Ordnung $100\,\lambda$, also sehr klein. Für die Beobachtung der Totalreflexion ist daher die Reinheit der Oberfläche sehr wesentlich.

Die Totalreflexion von Neutronen wurde erstmalig von FERMI und ZINN [12] beobachtet, und zwar mit einem Bündel thermischer Reaktorneutronen (kontinuierliches Spektrum). In diesem Versuch wurde der Nachweis für das Vorhandensein einer Totalreflexion bei Be, Cu, Zn, Ni, Fe und C geführt. Es wurde also gezeigt, daß die Streuamplituden dieser Stoffe positiv sind.

Eine Messung des Winkels der Totalreflexion wurde in späteren Versuchen von FERMI und MARSHALL [1] mit monochromatischen Neutronen vorgenommen. Das Versuchsschema ist in Abb. 172 dargestellt. Das Neutronenbündel tritt durch einen Kollimator aus der thermischen Säule des Reaktors

aus und fällt auf einen Monochromator aus CaF_2. Das von dem Kristall reflektierte monochromatische Bündel wird von neuem durch zwei Spalte in Cadmiumschirmen ausgeblendet. Die Spaltbreite beträgt 2 mm, der Abstand zwischen ihnen 3,5 m.

Hinter dem zweiten Spalt befindet sich die zu untersuchende Probe, deren Oberfläche spiegelblank poliert ist. In einem Abstand von 3,5 m von dem Spiegel befindet sich ein BF_3-gefülltes Neutronenzählrohr, das entsprechend den verschiedenen Reflexionswinkeln gedreht werden kann.

Abb. 173. Intensität reflektierter Neutronen in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Zählrohres gegenüber dem Spiegel. Die Ziffern neben den Kurven zeigen den Einfallswinkel des Primärbündels auf den Spiegeln an

Die Messungen wurden auf folgende Art und Weise durchgeführt. Der Spiegel wurde unter einem bestimmten Winkel zum Bündel eingestellt, dann drehte man das Zählrohr. Für verschiedene Winkel wird die Zählrate bestimmt. Wenn der Winkel zwischen dem Spiegel und dem einfallenden Bündel kleiner ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion, dann beobachtet man ein reflektiertes Bündel unter einem Winkel, der gleich dem Einfallswinkel ist, und in dieser Richtung ist die Zählrate maximal. Wird φ größer als der Grenzwinkel, so verschwindet die Reflexion praktisch vollkommen.

In Abb. 173 sind Meßergebnisse für die Reflexion an einem Be-Spiegel angegeben. Auf der Abszissenachse ist die Lage des Zählrohres aufgetragen (die Skala war senkrecht zur Richtung des reflektierten Bündels), auf der Ordinatenachse die Impulsrate (die Zahl der Impulse pro Minute). Die Zahlen neben den einzelnen Kurven kennzeichnen den Winkel φ zwischen dem Spiegel und dem auf ihn auftreffenden Bündel. Für $\varphi = 0$ hat die Kurve ein Maximum, das der Richtung des nicht reflektierten primären Bündels entspricht. Für $\varphi = 2'$ erscheint neben

Tabelle 29. Grenzwinkel für die Totalreflexion von Neutronen mit $\lambda = 1{,}873$ Å

Spiegel	Grenzwinkel in min	
	gemessen	berechnet
Be	12,0	11,1
C (Graphit)	10,5	8,4
Fe	10,7	10,0
Ni	11,5	11,8
Zn	7,1	6,9
Cu	9,5	9,5

dem primären das reflektierte Bündel. Mit anwachsendem φ wird das primäre Bündel schwächer, das reflektierte dagegen immer stärker. Für $\varphi = 13'$ ist das reflektierte Bündel praktisch verschwunden, und es bleibt nur ein Untergrund übrig, der von der diffusen Neutronenstreuung herrührt. Der Grenzwinkel der Totalreflexion ist folglich kleiner als 13′ (nach den Angaben der Autoren ist er gleich 12′). In Tab. 29 sind die auf diese Weise mit Hilfe von Spiegeln aus verschiedenen Stoffen und Neutronen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1{,}873$ Å erhaltenen Meßergebnisse angegeben. Dort sind auch die nach der angegebenen Formel berechneten Grenzwinkel angeführt, die in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment stehen.

Ein Vergleich der Meßergebnisse für die Totalreflexion der Neutronen mit denen für die kohärente Neutronenstreuung an Kristallen gestattet, der Größe und dem Vorzeichen nach die Amplituden der kohärenten Streuung $f_{\text{kohä}}$ für eine große Anzahl von Kernen zu bestimmen. In Tab. 30 sind die auf diese Weise erhaltenen Werte zusammengestellt [13]. Die Größe σ_s^b in der Tabelle ist gleich dem Streuquerschnitt, der pro gebundenes Atom im Kristall berechnet ist und aus Messungen des totalen Querschnittes an Hand der Bündelschwächung ermittelt wurde. Die Differenz zwischen σ_s^b und dem Querschnitt $\sigma_{\text{kohä}}$ der kohärenten Streuung ist hauptsächlich durch die inkohärente Spinstreuung bedingt. Diese Differenz ist sehr groß für Wasserstoff (80 und 2) und Vanadium (5 und 0,1), deren Streuamplitude sehr stark von der Orientierung des Neutronenspins abhängt. Für Kerne mit einem Spin, der gleich Null ist, fällt $\sigma_{\text{kohä}}$ praktisch immer mit σ_s^b zusammen, da eine inkohärente Spinstreuung nicht vorhanden ist. Die Streuamplituden f sind für die meisten Kerne positiv, und nur H^1, Li^7, Ti (offenbar Ti^{48}, das häufigste Isotop), Mn^{55} und Ni^{62} haben negative Streuamplituden.

Das Vorzeichen der Streuamplitude ist abhängig von der Lage des nächsten Niveaus der Resonanzstreuung. Bei allen aufgezählten fünf Kernen mit negativer Streuamplitude tritt eine starke Resonanzstreuung bei überthermischen Neutronenenergien auf. Für Wasserstoff liegt ein solches Niveau — das virtuelle Niveau des Deuterons — bei einer Energie von ungefähr 70 keV, für Li^7 bei 250 keV, für Ti bei Energien von etwa 50 keV, für Mn^{55} bei 300 eV und für Ni bei 25 keV. Der Einfluß der Niveaus macht sich infolge der Interferenz der Resonanz- und der Potentialstreuung bemerkbar. Beim Durchgang durch die Resonanzstelle ändert die Amplitude der Resonanzstreuung das Vorzeichen (die Phase der gestreuten Welle ändert sich um 180°). Bei Energien unterhalb der Resonanzenergie E_0 ist sie negativ, bei größeren Energien positiv. Wenn die negative Amplitude der Resonanzstreuung für $E < E_0$ der absoluten Größe nach größer ist als die Amplitude der Potentialstreuung, dann ist die Gesamtamplitude negativ, was bei den aufgezählten fünf Kernen auch gerade der Fall ist. Die Amplitude der Potentialstreuung ist positiv, und daher wird für die meisten Kerne eine Streuung mit positiver Amplitude beobachtet.

Zur genauen Messung der Amplitude der Neutronenstreuung an Wasserstoff benutzte man die Neutronenreflexion an Flüssigkeitsspiegeln [14]. Als reflektierende Flüssigkeiten wurden solche Verbindungen des Wasserstoffs und Kohlenstoffs gewählt, für die die positive Streuamplitude des Kohlenstoffs

abelle 30. Amplituden f und Querschnitte σ der Neutronenstreuung, die auf Grund von Messungen der Beugung, Reflexion und Schwächung des Bündels bestimmt wurden

Untersuchte Substanzen	Z	Element	Isotop	Kernspin	$f_{\text{kohä}}$ [10^{-12} cm]	$\sigma_{\text{kohä}}$ [barn]	σ_s^b [barn]	σ_{pot} [barn]
NaH	1	H	H^1	$^1/_2$	−0,40	2,0	80	
NaD, ThD_2, D_2O	1	H	H^2	1	0,64	5,2	7,4	
LiF, LiCl	3	Li			−0,18	0,4		
LiF, LiCl	3	Li	Li^6	1	0,7	6		
LiF, LiCl	3	Li	Li^7	$^3/_2$	−0,25	0,8	2	
BeO, Be	4	Be	Be^9	$^3/_2$ (?)	0,78	7,7	7,5	
Diamant, Graphit	6	C	C^{12}	0	0,64	5,2	5,2	
KN_3	7	N	N^{14}	1	0,85	9,1	10	
Oxyde	8	O	O^{16}	0	0,58	4,2	4,2	
NaF, CaF	9	F	F^{19}	$^1/_2$	0,55	3,8	3,5	
Na, NaCl, NaF, NaBr	11	Na	Na^{23}	$^3/_2$	0,35	1,5	3,5	
Mg, MgO	12	Mg			0,44	2,4	4,2	
Al	13	Al	Al^{27}	$^5/_2$	0,35	1,5	1,5	2,5
PbS	16	S			0,31	1,2	1,2	
NaCl, KCl, CuCl	17	Cl			0,99	12,2	15	
KCl	19	K			0,35	1,5	2	
CaO, CaF_2	20	Ca			0,49	3,0	3,5	
CaO, CaF_2	20	Ca	Ca^{40}	0	0,49	3,0	3,2	
CaO, CaF_2	20	Ca	Ca^{44}	0	0,18	0,4		
Ti, TiC	22	Ti			−0,38	1,8	6	
V, VC	23	V	V^{51}	$^7/_2$	0,09	0,1	5	3,7
Cr, FeCr	24	Cr			0,37	1,7	3,8	
MnO, Ni_3Mn	25	Mn	Mn^{55}	$^5/_2$	−0,33	1,35	2,2	3,8
Fe, FeO, Fe_2O_3	26	Fe			0,96	11,4	11,7	
Fe, FeO, Fe_2O_3	26	Fe	Fe^{54}	0	0,42	2,2	2,5	4,0
Fe, FeO, Fe_2O_3	26	Fe	Fe^{56}	0	1,00	12,6	13	
Fe, FeO, Fe_2O_3	26	Fe	Fe^{57}	(?)	0,23	0,64	2	
Co, CoO, FeCo	27	Co	Co^{59}	$^7/_2$	0,28	1,0	5	4,2
Ni NiO, Ni_3Mn	28	Ni			1,03	13,4	17,3	
Ni, NiO, Ni_3Mn	28	Ni	Ni^{58}	0	1,47	27,0	27,0	4,4
Ni, NiO, Ni_3Mn	28	Ni	Ni^{60}	0	0,28	0,97	1	
Ni, NiO, Ni_3Mn	28	Ni	Ni^{62}	0	−0,85	9,1	9	
Cu, Cu_2O, CuCl	29	Cu			0,76	7,3	7,8	
Zn, ZnO, CuZn	30	Zn			0,59	4,3	4,2	
Ge, GeO_2	32	Ge			0,84	8,8	8,5	
As, As_2O_3	33	As	As^{75}	$^3/_2$	0,63	5,0	7	4,9
MnSe	34	Se			0,89	10,0	10	
NaBr, KBr	35	Br			0,67	5,7	6,0	
RbCl	37	Rb			0,55	3,8	5,5	
SrO	38	Sr			0,57	4,1	9,5	
ZrC, ZrN	40	Zr			0,62	4,9	7	
Nb	41	Nb	Nb^{93}	$^9/_2$	0,69	6,0	6,2	5,9
Mo	42	Mo			0,64	5,2	7,4	
Pd	46	Pd			0,63	5,0	4,8	

Tabelle 30. Fortsetzung

Untersuchte Substanzen	Z	Element	Isotop	Kernspin	$f_{\text{kohä}}$ [10^{-12} cm]	$\sigma_{\text{kohä}}$ [barn]	σ_s^b [barn]	σ_{pot} [barn]
Ag, AgCl	47	Ag			0,61	4,6	7	
Ag, AgCl	47	Ag	Ag^{107}	$^1/_2$	0,83	8,7	10	6,4
Ag, AgCl	47	Ag	Ag^{109}	$^1/_2$	0,43	2,3	6	6,4
Sn, SnO, SnO_2	50	Sn			0,61	4,6	4,9	
Sb, Sb_2O_3	51	Sb			0,54	3,7	4,2	
NaJ, KJ	53	J	J^{127}	$^5/_2$	0,52	3,4	3,8	6,9
CsCl	55	Cs	Cs^{133}	$^7/_2$	0,49	3,0	7	7,1
Ta, TaC	73	Ta	Ta^{181}	$^7/_2$	0,70	6,1	7,0	9,0
W, WO_3	74	W			0,51	3,3	5,7	
Pt	78	Pt			0,95	11,2	11,2	
Au, Cu_3Au	79	Au	Au^{197}	$^3/_2$	0,77	7,5	9	9,3
Pb, PbS	82	Pb			0,96	11,5	11,6	
Bi	83	Bi	Bi^{209}	$^9/_2$	0,89	10,1	10	10,0
Th, ThO_2	90	Th	Th^{232}	0	1,01	12,8	12,8	

annähernd durch die negative Streuamplitude des Wasserstoffs kompensiert wird und die Reflexion unter sehr kleinen Winkeln auf Grund der vorhandenen Differenz $a_C + k a_H$ beobachtet werden konnte (k ist das Verhältnis der Anzahl der Wasserstoff- zu der der Kohlenstoffatome in der betreffenden Verbindung, a_C die Streuamplitude des Kohlenstoffs und $a_H < 0$ die Streuamplitude des Wasserstoffs). Da a_C aus Messungen des Querschnittes der Neutronenstreuung an Kohlenstoff gut bekannt ist ($6{,}63 \cdot 10^{-13}$ cm), kann man aus einer Messung der Differenz $a_C + k a_H$ an Hand des Grenzwinkels der Totalreflexion sehr genau a_H bestimmen.

In Abb. 174 ist die entsprechende Versuchsanordnung dargestellt. Ein sehr schmales Bündel Reaktorneutronen, das mit Hilfe von Spalten in Cadmiumschirmen ausgeblendet wurde, richtete man auf die Oberfläche der Flüssigkeit, die als Spiegel diente. 3 m von dem Spiegel entfernt befand sich ein Neutronen-

Abb. 174

Versuchsanordnung zur Untersuchung der Neutronenreflexion an flüssigen Spiegeln

1 Eintrittsspalt, *2* Spalt, *3* Oberfläche der Flüssigkeit, *4* Reflektiertes Bündel, *5* Mikrometer, *6* Direktes Bündel, *7* Höheneinstellung

zählrohr, vor dem ebenfalls ein Schirm mit schmalem Spalt angeordnet wurde. Dieser Schirm war mit dem Zählrohr starr verbunden und konnte während der Messung des Reflexionswinkels zusammen mit diesem um eine senkrechte Achse gedreht werden.

In Abb. 175 sind die Meßergebnisse für das direkte und reflektierte Neutronenbündel bei der Reflexion an Triäthylbenzol unter einem Winkel von 16,5′ dargestellt.

Man verglich a_H und a_C miteinander, indem Verbindungen mit verschiedenem Verhältnis Kohlenstoff zu Wasserstoff gewählt wurden. Die Intensität der reflektierten Neutronen ist um so geringer, je besser das Verhältnis k mit dem Verhältnis der Amplituden $\left|\frac{a_C}{a_H}\right|$ zusammenfällt, da dann die Zahl der Wellenlängen, die dem eingestellten Reflexionswinkel entsprechen, um so geringer ist. Auf den Spiegel fällt nämlich ein Bündel thermischer Neutronen mit kontinuierlichem Spektrum, aus dem nur ein kleiner Anteil der Neutronen mit größter Wellenlänge reflektiert wird. Da der Brechungsindex infolge der gegenseitigen Kompensation der Streuamplituden des Kohlenstoffes und Wasserstoffes nur sehr wenig von Eins verschieden ist, liegt der Grenzwinkel der Totalreflexion nur für Neutronen mit großer Wellenlänge innerhalb der Grenzen der Beobachtungsmöglichkeiten. Je näher k an $\left|\frac{a_C}{a_H}\right|$ herankommt, desto weniger Neutronen verbleiben im reflektierten Bündel, für die der Grenzwinkel größer ist als der Beobachtungswinkel. Wenn man also die Größe $k = \left|\frac{a_C}{a_H}\right|$ gefunden hat, die dem Verschwinden der Reflexion entspricht, dann kann man aus dem gewonnenen Verhältnis $\frac{a_C}{a_H} = -1{,}753$ die Größe

$$a_H = (-3{,}75 \pm 0{,}02) \cdot 10^{-13}\,\text{cm}$$

bestimmen.

Wenn der Streuquerschnitt der Neutronen an freien Protonen zu 20,36 barn angesetzt wird, dann kann man die Streuamplitude des Neutrons an Protonen im Triplettzustand a_t und im Singulettzustand a_s finden. Für sie ergeben sich die Werte

$$a_t = (5{,}38 \pm 0{,}02) \cdot 10^{-13}\,\text{cm},$$
$$a_s = (-23{,}69 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-13}\,\text{cm}.$$

In einem Versuch, der dem angeführten ähnlich ist, wurden durch Untersuchung der Neutronenreflexion an flüssigen Spiegeln die Brechungsindizes für gasförmiges O_2, N_2, He und Ar bestimmt [15]. Das

Abb. 175. Direktes und an einem flüssigen Spiegel reflektiertes Neutronenbündel

Neutronenbündel wurde ebenso an einer Äthylalkoholoberfläche reflektiert und dann unter kleinen Winkeln beobachtet. Gemessen wurde die Intensität des reflektierten Bündels in Abhängigkeit vom Gasdruck über der spiegelnden Oberfläche. Das Gas wurde in einer Spezialkammer komprimiert, in der sich auch die reflektierende Flüssigkeit befand. Da die Abweichung des Brechungsindexes des Gases von 1 dem Druck proportional ist (je größer der Druck, desto mehr unterscheidet sich n von 1), nähern sich bei einer Vergrößerung des Druckes die Brechungsindizes des Gases und der Flüssigkeit einander immer mehr, und der Grenzwinkel der Totalreflexion wird für eine immer geringerwerdende Anzahl von Neutronen größer sein als der Brechungswinkel. Die Intensität der Reflexion nimmt daher ab. In Abb. 176 ist die Abhängigkeit der Intensität des reflektierten Bündels vom Druck des zu untersuchenden Gases aufgetragen. Den größten Brechungsindex hat Stickstoff, dann folgen Sauerstoff, Helium und Argon. Eine wichtige Anwendungsmöglichkeit der Neutronenreflexion an Spiegeln ist die Erzeugung polarisierter Neutronenbündel (vgl. § 40).

Abb. 176. Intensität der Neutronenreflexion an der Oberfläche von flüssigem Äthylenglykol in Abhängigkeit vom Gasdruck über der reflektierenden Fläche

LITERATURVERZEICHNIS

KAPITEL I

1. Bothe, W., u. Becker, H., Zschr. Phys. **66**, 289 (1930).
2. Webster, H., Proc. Roy. Soc. **136**, 428 (1932).
3. Curie, I. et Joliot, F., C. R. **194**, 273 (1932); **194**, 708 (1932).
4. Chadwick, J., Nature **129**, 312 (1932); Proc. Roy. Soc. **136**, 692 (1932); УФН (Fortschr. d. Phys.) **12**, 557 (1932).
5. Dee, P. I., Proc. Roy. Soc. **136**, 727 (1932).
6. Бете, Г., и Бечер, Р., Физика ядра, ОНТИ (Bethe, H., u. Bacher, R., Kernphysik, Verein. wiss.-techn. Verl.), 1938.
7. Лукирский, П. И., Нейтрон, ОНТИ (Lukirski, P. J., Neutron, Verein. wiss.-tech. Verl.), 1935.
8. Корсунский, М. И., Нейтрон, ОНТИ (Korsunski, M. J., Neutron, Verein. wiss.-techn. Verl.), 1935.
9. Курчатов, И. В., Расщепление атомного ядра, ОНТИ (Kurtschatow, J. W., Die Spaltung des Atomkerns, Verein. wiss.-techn. Verl.), 1935.
10. Курчатов, Б., Курчатов, И., Мысовский, Л., и Русинов, Л. (Kurtschatow, B., Kurtschatow, I., Myssowski, L., u. Russinow, L.), C. R. **200**, 1201 (1935).
11. Арцимович, Л., Курчатов, И., Мысовский, Л., и Палибин, П., ЖЭТФ (Arzimowitsch, L., Kurtschatow, I., Myssowski, L., u. Palibin, P., Zschr. f. exp. u. theor. Physik) **5**, 659 (1935).
12. Bohr, N., Nature **137**, 344 (1936).
13. Лукирский, П., и Царева, Т., ДАН (Lukirski, P., u. Zarewa, T., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **12**, 411 (1936).
14. Лейпунский, А., Тимощук, Д., и Федоров, Е., Изв. АН СССР, сер. физ. (Leipunski, A., Timostschuk, D., u. Fjodorow, E., Nachr. Akad. Wiss. UdSSR, Reihe Phys.), Nr. 1—2, 173 (1938); Лейпуиский, А., ЖЭТФ (Leipunski, A., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **10**, 980 (1940).
15. Петржак, К., и Флеров, Г., ЖЭТФ (Petrshak, K., u. Fljorow, G., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.), **10**, 1013 (1940).
16. Русинов, Л., и Флеров, Г., Изв. АН СССР, сер. физ. (Russinow, L., u. Fljorow, G., Nachr. Akad. Wiss. UdSSR, Reihe Physik), Nr. 4, 310 (1940).
17. Зельдович, Я., и Харитон, Ю., УФН (Seldowitsch, J., u. Chariton, J., Fortschr. d. Phys.) **23**, 329 (1940); ЖЭТФ (Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **9**, 1425 (1939); **10**, 29 (1940).
18. Зельдович, Я., и Харитон, Ю., ЖЭТФ (Seldowitsch, J., u. Chariton, J., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.), **10**, 477 (1940).
19. Stephens, W., Rev. Mod. Phys. **19**, 19 (1947).
20. Tollestrup, A., Fowler, W., u. Lauritsen, C., Phys. Rev. **78**, 372 (1950).
21. Уровни энергии лёгких ядер (сборник), ИЛ (Energieniveaus leichter Kerne [Sammelwerk], Verl. ausl. Lit.), 1952.

22. Chadwick, J., Feather, N., u. Bretscher, E., Proc. Roy. Soc. **163**, 366 (1937).
23. Bell, R. G., u. Elliott, L., Phys. Rev. **79**, 282 (1950).
24. Roberts, T. R., u. Nier, A. O. C., Phys. Rev. **77**, 746 (A) (1950).
25. Chadwick, J., u. Goldhaber, M., Proc. Roy. Soc. A. **151**, 479 (1935).
26. Спивак, П., и Сосновский, А., Распад нейтрона, Отчёт АН СССР (Spiwak, P., u. Sosnowski, A., Zerfall des Neutrons, Mitt. Akad. Wiss. UdSSR), 1950.
27. Snell, A. H., Pleasonton, F., u. McCord, R. V., Phys. Rev. **78**, 310 (1950).
28. Robson, J. M., Phys. Rev. **78**, 311 (1950): **77**, 747 (1950).
29. Спивак, П., и Сосновский, А., Распад нейтрона, Отчёт АН СССР (Spiwak, P., u. Sosnowski, A., Zerfall des Neutrons, Mitt. Akad. Wiss. UdSSR), 1951.
30. Robson, J. M., Phys. Rev. **83**, 349 (1951).
31. Ахиезер, А., и Померанчук, И., Некоторые вопросы теории ядра, Гостехиздат (Achieser, A., u. Pomerantschuk, J., Einige Probleme der Kerntheorie, Gostechisdat), 1948.
32. Bethe, H., The properties of atomic nuclei, 2. Aufl., New York 1949.
33. Смородинский, Я. А., ДАН (Smorodinski, J. A., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **60, 217** (1947).
34. Fermi, E., Nuclear Physics, Chicago 1950.
35. Stern, O., u. Frisch, R., Zschr. f. Phys. **85**, 4 (1933); **89**, 665 (1934).
36. Bloch, F., Phys. Rev. **50**, 259 (1936).
37. Dunning, J. R., u. a., Phys. Rev. **51**, 1112 (1937); **52**, 38 (1937).
38. Alvarez, L. W., u. Bloch, F., Phys. Rev. **57**, 111 (1940).
39. Powers, F., Phys. Rev. **50**, 259 (1936).
40. Rarita, W., u. Schwinger, J., Phys. Rev. **59**, 436 (1941).
41. Arnold, W., u. Roberts, A., Phys. Rev. **71**, 878 (1947).
42. Bloch, F., Nicodemus, D. B., u. Staub, H. H., Phys. Rev. **74**, 1025 (1948).
43. Завойский, Е. К., Диссертация, ФИАН (Sawoiski, E. K., Dissertation, Phys. Inst. Akad. Wiss. UdSSR), 1944.
44. Завойский, Е. К., ЖЭТФ (Sawoiski, E. K., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **17**, 155 (1947); **17**, 883 (1947).
45. Millman, S., u. Kusch, P., Phys. Rev. **60**, 91 (1941).

KAPITEL II

1. Blatt, J. M., u. Biedenharn, L. C., Rev. Mod. Phys. **24**, 258 (1952).
2. Jahnke, E., u. Emde, F., Tabellen höherer Funktionen, Leipzig, Teubner, 1952.
3. Anderson, H. L., u. Feld, B. F., Rev. Scient. Instr. **18**, 186 (1947).
4. Bretscher, E., Cook, G. B., Martin, G. R., u. Wilkinson, D. H., Proc. Roy. Soc. **196**, 436 (1949).
5. Halpern, I., Phys. Rev. **76**, 248 (1949).
6. Bernardini, G., Zschr. f. Phys. **85**, 557 (1933).
7. Chadwick, J., Proc. Roy. Soc. **142**, 1 (1933).
8. Byerge, T., Proc. Roy. Soc. **164**, 243 (1938).
9. Stuhlinger, E., Zschr. f. Physik **114**, 185 (1939).
10. Amaldi, E., u. Fermi, E., Phys. Rev. **50**, 899 (1936).
11. Jaeckel, R., Zschr. f. Physik **91**, 493 (1934).
12. Paneth, F. A., u. Loliet, H., Nature **136**, 950 (1935).
13. Paneth, F. A., Proc. Roy. Soc. **157**, 412 (1936).
14. Fink, G. A., Phys. Rev. **50**, 738 (1936).
15. Seidl, F., u. Harris, S. P., Rev. Scient. Instr. **18**, 897 (1947).

16. Bromley, D. A., Can. Journ. Phys. **29**, 129 (1951).
17. Dunning, J. R., Phys. Rev. **45**, 587 (1934).
18. Teucher, M., Zschr. f. Phys. **126**, 410 (1949).
Houtermans, F. G., u. Teucher, M., Zschr. f. Phys. **129**, 365 (1951).
19. Spinks, J. W. T., u. Graham, J. A. R., Can. Journ. Res. **28**, 69 (1950).
20. Whitemore, B. G., u. Backer, W. B., Phys. Rev. **78**, 799 (1950).
21. Walker, R. L., Phys. Rev. **76**, 244 (1949).
22. Allen, A. J., Nechay, J. F., Sun K. H., u. Jennings, B., Phys. Rev. **81**, 536 (1951).
23. Ахиезер, А., и Померанчук, И., Вопросы теории ядра, стр. 133, Гостехиздат (Achieser, A., u. Pomerantschuk, I., Probleme der Kerntheorie, S. 133, Gostechisdat), 1948.
24. Ландау, Л., и Лифшиц, Е., ЖЭТФ (Landau, L., u. Lifschiz, E., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **18**, 750 (1948).
25. Hanson, A. O., Tachek, R. F., u. Williams, J. H., Rev. Mod. Phys. **21**, 635 (1949).
26. Zinn, H., u. Seeley, S., Phys. Rev. **50**, 1101 (1936).
27. Amaldi, E., Hafstad, E., u. Tuve, M., Phys. Rev. **51**, 896 (1937).
28. Hunter, G. T., u. Richards, H. T., Phys. Rev. **76**, 1445 (1949).
29. Erickson, K. W., Fowler, J. L., u. Stovall, E. J., Phys. Rev. **75**, 894 (1949); **76**, 1141 (1949).
30. Livingston, M. S., Journ. Appl. Phys. **12**, 338 (1941).
31. Cornog, B., u. Libby, W., Phys. Rev. **59**, 1046 (1941).
32. Hughes, J., Proc. Phys. Soc. **64** A, 797 (1951).
33. Butler, S. T., Proc. Roy. Soc. **208** A, 559 (1951).
34. Bonner, T. W., u. Brubaker, W. M., Phys. Rev. **50**, 308 (1936).
35. Powell, C. F., u. Fertel, G. E., Nature **144**, 115 (1939).
36. Staub, H. H., u. Stephens, W. E., Phys. Rev. **55**, 131 (1939).
37. Evans, J., Malich, C., u. Risser, J., Phys. Rev. **75**, 1161 (1949).
38. Whitehead, W. D., u. Mandeville, C. E., Phys. Rev. **77**, 732 (1950).
39. Oliphant, M., Kinsey u. Rutherford, E., Proc. Roy. Soc. **141**, 722 (1933).
40. Bonner, T. W., u. Brubaker, W. M., Phys. Rev. **43**, 742 (1935).
41. Richards, H. T., Phys. Rev. **71**, 796 (1947).
42. Айвазов, Б. В., и Нейман, М. Б., УФН (Aiwasow, B. W., u. Neumann, M. B., Fortschr. d. Phys.) **36**, 145 (1948).
43. Taschek, R. F., Jarvis, G. A., Hemmendinger, A., Everhart, G. G., u. Gittings, H. T., Phys. Rev. **75**, 1361 (1949).
44. Bretscher, E., u. French, A. P., Phys. Rev. **75**, 1154 (1949).
45. Taschek, R. F., Hemmendinger, A., u. Jarvis, G. A., Phys. Rev. **75**, 1464 (1949).
46. Проблемы современной физики (сборник), в. 13, ИЛ (Probleme der modernen Physik [Sammelwerk], Heft 13, Verl. ausl. Lit.), 1952.
47. Brolley, J. E., Fowler, J. L., u. Stovall, E. J., Phys. Rev. **82**, 502 (1951).
48. Gibson, W. M., u. Livesey, D. L., Proc. Roy. Soc. **60**, 523 (1948).
49. Smith, L. W., u. Kruger, P. G., Phys. Rev. **83**, 1137 (1951).
50. Allen, A. J., Nechaj, J. F., Sun, K. H., u. Jennings, B., Phys. Rev. **81**, 536 (1951).
51. Helmholz, A. C., McMillan, E. M., u. Sewell, D. C., Phys. Rev. **72**, 1003 (1948).
52. Chupp, W. W., Gardner, E., u. Taylor, T. B., Phys. Rev. **73**, 742 (1948).
53. Serber, R., Phys. Rev. **72**, 1008 (1948).
54. Serber, R., Phys. Rev. **72**, 1114 (1948).
55. Dankoff, S. M., Phys. Rev. **72**, 1016 (1948).
56. Heckrote, W., u. Wolf, P., Phys. Rev. **73**, 264 (1948).
57. Taschek, R., u. Hemmendinger, A., Phys. Rev. **74**, 373 (1948).
58. Hall, T. A., Phys. Rev. **77**, 411 (1950).

59. JONSON, V. R., LAUBENSTEIN, M. J. W., u. RICHARDS, H. T., Phys. Rev. **77**, 413 (1950).
60. JARVIS, G. A., HEMMENDINGER, A., ARGO, H. V., u. TASCHEK, R. F., Phys. Rev. **76**, 168 (1949).
61. ARGO, H. V., GITTINGS, H. T., HEMMENDINGER, A., JARVIS, G. A., MAYER, H., u. TASCHEK, R. F., Phys. Rev. **76**, 182 (1949).
62. Власов, Н. А., Самойлов, Л. Н., и Чуев, В. И., Реакции T + p (WLASSOW, N. A., SAMOILOW, L. N., u. TSCHUEW, W. I., Reaktionen T + p), Отчёт АН СССР, 1953.
63. WILLARD, H. B., BAIR, J. K., u. KINGTON, J. D., Phys. Rev. **90**, 865 (1953).
64. Базь, А., и Смородинский, Я., ЖЭТФ (BAS, A., u. SMORODINSKI, J., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **27**, 382 (1954).
65. RICHARDS, H. T., SMITH, R. V., u. BROWNE, C. P., Phys. Rev. **80**, 524 (1950).
66. BLASER, BOEHM, MARMIER, SCHERRER, Helv. Phys. Acta **24**, 465 (1951).
67. GODALL, W. F., LOAR, H. H., DURBIN, R. P., u. HAVENS, W. W., Phys. Rev. **89**, 724 (1953).
68. Лейпунский, А. И., ЖЭТФ (LEIPUNSKI, A. I., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.), **16**, 33 (1946).
69. FELD, B. T., Nucleonics **9**, Nr. 4, 51 (1951).
70. WATTENBERG, A., Phys. Rev. **71**, 497 (1947).
71. GOLDEMBERG, J., u. KATZ, L., Phys. Rev. **89**, 1300 (1953).
72. Проблемы современной физики (сборник), в. 8, ИЛ (Probleme der modernen Phys. [Sammelwerk], Heft 8, Verl. ausl. Lit.), 1952.
73. MONTALBETTI, R., KATZ, L., u. GOLDEMBERG, J., Phys. Rev. **91**, 659 (1953).
74. Мигдал, А. Б., ЖЭТФ (MIGDAL, A. B., Zschr. f exp. u. theor. Phys.), **15**, 81 (1945).
75. LEVINGER, BETHE, H., Phys. Rev. **78**, 115 (1950); **85**, 577 (1952).
76. JONES, L. W., u. TERWILLIGER, K. M., Phys. Rev. **91**, 699 (1953).
77. GOODMAN, G., The science and engineering of nuclear power, Vol. II, Cambridge Mass. 1949.
78. NERESON, N., Phys. Rev. **88**, 823 (1953).
79. Nucleonics **9**, 78 (1951).
80. FERMI, E., MARSCHALL, L., u. MARSCHALL, J., Phys. Rev. **72**, 193 (1947).
81. Ферми, Е., УФН (FERMI, E., Fortschr. d. Phys.) **32**, 54 (1947).
82. Проблемы современной физики (сборник), в. 15 (Probleme der modernen Physik [Sammelwerk], Heft 15), 1952.
83. SEREN, L., FRIEDLANDER, H. N., u. TURKEL, S. H., Phys. Rev. **72**, 838 (1947).
84. WOOD, E. H., u. a., Rev. Sc. Instr. **18**, 688 (1947); Nucleonics **10**, 12 (1952).
85. HUGHES, D., u. a., Phys. Rev. **75**, 1781 (1949).
86. Власов, Н. А., УФН (WLASSOW, N. A., Fortschr. d. Phys.) **35**, 352 (1948).

KAPITEL III

1. Смородинский, Я. А., ЖЭТФ (SMORODINSKI, J. A., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **17**, 941 (1947).
2. BROLLEY, J. E., COON, J. H., u. FOWLER, W., Bull. Am. Phys. Soc. **25**, 36 (1950).
3. KELLY, E., LEITH, C., SERGE, E., u. WIEGAND, C., Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
4. ROSSI, B., u. STAUB, C., Ionisation Chambers and Counters, 2. Aufl., New York 1949.
5. BONNER, T. W., Phys. Rev. **59**, 237 (1941).
6. BONNER, T. W., u. BRUBAKER, W. M., Phys. Rev. **48**, 742 (1935).
7. BONNER, T. W., u. BRUBAKER, W. M., Phys. Rev. **50**, 308 (1936).

8. BONNER, T. W., Phys. Rev. **59**, 237 (1941).
9. BRADFORD, C. E., u. BENNETT, W. E., Phys. Rev. **78**, 302 (1950).
10. AGENO, M., AMALDI, E., BOCCIARELLI, D., u. TRABACCHI, G., Phys. Rev. **71**, 20 (1947).
11. ALLEN, K. W., LEVERSEY, D. L., u. WILKINSON, D. H., Proc. Cambr. Phys. Soc. **46**, 339 (1950).
12. BARSHALL, H. H., Rev. Mod. Phys. **24**, 120 (1952).
13. HANSON, A. O., u. MCKIBBEN, J. L., Phys. Rev. **72**, 673 (1947).
14. KEEPIN, G. A., Rev. Scient. Instr. **21**, 933 (1950).
15. Nucleonics **9**, Nr. I, 78 (1951).
16. Plutonium Project Record V. **9**, Radiochemical Study, F. P. **131** (1951).
17. J'DANWORTH, Rev. Scient. Instr. **11**, 167 (1940).
18. COHEN, R., Ann. de Phys. **7**, 13 (1952).
19. BATTAT, M. E., u. RIBE, F. L., Phys. Rev. **89**, 80 (1953).
20. FRYE, G. M., Phys. Rev. **93**, 1086 (1954).
21. BOLLMANN u. ZUNTE, Helv. Phys. Acta **24**, 517 (1951).
22. COHEN, Phys. Rev. **81**, 184 (1951).
23. LILLIE, Phys. Rev. **87**, 716 (1952).
24. PAUL u. CLARKE, Can. J. Phys. **31**, 267 (1953).
25. HUGHES, D. J., Pile neutron research, Cambridge 1953.
26. MARTIN, H. C., Phys. Rev. **93**, 498 (1954).
27. FORBES, Phys. Rev. **88**, 1309 (1952).
28. LITTER u. LOCKETT, Proc. Phys. Soc. **66** A, 700 (1953).
29. RIBL, F. L., Phys. Rev. **87**, 205 (1952).
30. WEDDEL, J. B., u. ROBERTS, J. H., Phys. Rev. **93**, 924 (1954).
31. ALLEN u. BURCHAMWILKINSON, Nature **159**, 473 (1947).
32. ALDER, HUBER u. HÄLG, Helv. Phys. Acta **26**, 349 (1953).
33. MARTIN, H. C., u. TASCHEK, R., Phys. Rev. **89**, 1302 (1953).

KAPITEL IV

1. FERMI, E., u. MARSHALL, L., Phys. Rev. **72**, 1139 (1947).
2. RABI, I. I., RAINWATER, L. I., u. HAVENS, W. W., Phys. Rev. **72**, 634 (1947); **82**, 345 (1951).
3. HAMMERMESH, M., RINGO, G. R., u. WATTENBERG, A., Phys. Rev. **85**, 483 (1952).
4. FOLDY, L. L., Phys. Rev. **83**, 688 (1951).
5. Джелепов, Б. С., Изв. АН СССР, сер. физ. (DSHELEPOW, B. S., Nachr. Akad. Wiss. UdSSR, Reihe Physik), Nr. 15, 499 (1951); ДАН (Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **87**, 365 (1952).
6. FENNING, F. W., u. HOLT, F. R., Nature **165**, 722 (1950).
7. FERGUSON, A. J., u. MONTAGUE, J. H., Phys. Rev. **87**, 215 (1952).
8. COHEN, B. L., u. HANDLEY, T. H., Phys. Rev. **92**, 101 (1953).
9. TASCHEK, R. F., Phys. Rev. **79**, 238 (1950).
10. LELAND, W. T., u. AGNEW, H. M., Phys. Rev. **82**, 559 (1951).
11. ALLEN, K. W., u. a., Phys. Rev. **82**, 262 (1951); Los Alamos Sc. Lab., Phys. Rev. **79**, 238A (1950).
12. Жданов, А., Лукирский, П., и Соколова, З., ДАН (SHDANOW, A., LUKIRSKI, P., u. SOKOLOWA, S., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **80**, 729 (1951).
13. AAMODT, R. L., PANOFSKY, W. K. H., u. PHILLIPS, R., Phys. Rev. **83**, 1057 (1951); WATSON, K. M., u. STUART, R. N., Phys. Rev. **82**, 738 (1951).

14. Мезон (сборник под ред. Тамма И. Е.), стр. 227, статья Гинзбурга В. Л., Гостехиздат (Meson [Sammelwerk unter Red. Tamm, I. E.), S. 227, Artikel von GINSBURG, W. L., Gostechisdat] 1947.
15 PAULI, W., Meson theory of nuclear forces, 2. Aufl. New York, London 1948.
16. BETHE, H., The properties of atomic nuclei, New York 1949.
17. FERMI, E., Conferenze di fisika atomica, Rom 1950.
18. FERMI, E., Nuclear Physics, Chicago 1950.
19. ЛАНДАУ, Л. Д., и Пятигорский, Л., Механика, Гостехиздат (LANDAU, L. D., u. PJATIGORSKI, L., Mechanik, Gostechisdat), 1940.
20. ЛАНДАУ, Л., и Лифшиц, Е., Квантовая механика, Ч. I, Гостехиздат (LANDAU, L., u. LIFSCHIZ, E., Quantenmechanik, Teil I, Gostechisdat), 1948.
21. БЕТЕ, Г. Л., Физика ядра, Гостехиздат (BETHE, H. L., Kernphysik, Gostechisdat), 1948.
22. АХИЕЗЕР, А., и ПОМЕРАНЧУК, И., УФН (ACHIESER, A., u. POMERANTSCHUK, I., Fortschr. d. Physik) **39**, 153 (1949).
23. HOUSER, W., u. FESHBACH, H., Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
24. FESHBACH, S., SERBER, R., u. TAYLOR, T. B., Phys. Rev. **75**, 1352 (1949).
25. DE JUREN, J., u. MOYER, B. J., Phys. Rev. **81**, 919 (1951).
26. Проблемы современной физики (сборник), в. 3, ИЛ (Probleme der modernen Physik [Sammelwerk], Heft 3, Verl. ausl. Lit.), 1952.
27. DE JUREN, J., u. KNABLE, N., Phys. Rev. **77**, 606 (1950).
28. МИГДАЛ, А. Б., ЖЭТФ (MIGDAL, A. B., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **15**, 81 (1945).
29. WEISSKOPF, V., u. EVING, D., Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
30. KELLY, E., u. WIEGAND, C., Phys. Rev. **73**, 1135 (1948).
31. Нейтронные эффективные сечения (сборник) ИЛ (Effektive Wirkungsquerschnitte für Neutronen [Sammelwerk], Verl. ausl. Lit.), 1951.
32. FESHBACH, H., PEASLEE, D., u. WEISSKOPF, V., Phys. Rev. **71**, 145 (1947).
33. FESHBACH, H., u. WEISSKOPF, V., Phys. Rev. **76**, 1550 (1949).
34. BRADNER, H., O'CONNEL, D. J., u. RANKIN, B., Phys. Rev. **79**, 720 (1950).
35. ФЕРМИ, Э., УФН (FERMI, E., Fortschr. d. Phys.) **46**, 71 (1952).
36. УФН (Fortschr. d. Phys.) **52**, 320 (1954).
37. DUNNING, J. R., Phys. Rev. **45**, 586 (1934).
38. Голобородько, Т. А., и Лейпунский, А. И., Изв. АН СССР, сер. физ. (GOLOBORODKO, T. A., u. LEIPUNSKI, A. I., Nachr. Akad. Wiss. UdSSR, Reihe Phys.), IV, Nr. 2, 317 (1940).
39. BARSHALL, H. H., Phys Rev. **86**, 431 (1952).
40. FESHBACH, H., PORTER, C. E., u. WEISSKOPF, V. F., Phys. Rev. **90**, 166 (1953).
41. AMALDI, E., BOCCIARELLI, D., u. CACCIPULOTTI, B. N., Trabacchi. Nuovo Cimento **3**, Nr. 4, 203 (1946).
42. SHERR, R., Phys. Rev. **68**, 240 (1945).
43. COON, J. H., GRAVES, E. R., u. BARSHALL, H. H., Phys. Rev. **88**, 562 (1952).
44. NERESON, N., u. DARDEN, S., Phys. Rev. **89**, 775 (1953).
45. WOOD, E. H., u. a. Rev. Scient. Instr. **18**, 688 (1947).
46. Соколов, Ю. Л., Диффракционное рассеяние заряженных частиц (SOKOLOW, J. L., Beugungsstreuung geladener Teilchen), Отчёт АН СССР, 1947.
47. WALT, M., u. BARSHALL, H. H., Phys. Rev. **93**, 1062 (1954).
48. WHITEHEAD, W. D., u. SNOWDON, S. C., Phys. Rev. **92**, 114 (1953).
49. MARTIN, S. L., BURHOP, E. H. S., ALCOCK, C. B., u. BOYD, R. L. F., Proc. Phys. Soc. **63** A, 884 (1950).
50. BALDINGER, E., HUBER, P., RICAMO, R., u. ZÜNTI, W., Helv. Phys. Acta **23**, 503 (1950).
51. HUBER, P., u. BALDINGER, E., Helv. Phys. Acta **25**, 435 (1952).

52. BRATENAHL, A., FESHBACH, S., HILDEBRAND, R., LEITH, C., u. MOYER, B., Phys. Rev. **77**, 597 (1950).
53. RICHARDSON, R., BALL, W., LEITH, C., u. MOYER, B., Phys. Rev. **86**, 29 (1952).
54. JONSON, C. H., u. BARSHALL, H. H., Phys. Rev. **80**, 818 (1950).
55. SIKKEMA, C. P., Helv. Phys. Acta **23**, 172 (1950).
56. HUGHES, D., SPATZ, W., u. GOLDSTEIN, N., Phys. Rev. **75**, 1781 (1949).
57. Мещеряков, М. Г., ДАН (MESTSCHERJAKOW, M. G., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **48**, 583 (1945).
58. Дементи, В. С., и Тимощук, Д. В., ДАН (DEMENTI, W. S., u. TIMOSTSCHUK, D. W., Ber. d. Akad. Wiss. UdSSR) **7**, 929 (1940).
59. SEGRÈ, E., u. a.. Phys. Rev. **71**, 156 (1947).
60. HILL, D. L., u. WHEELER, J. A., Phys. Rev. **89**, 1139 (1953).
61. SHAPIRO, A. M., LEAVIT, C. P., u. CHEW, F. F., Bull. Amer. Phys. Soc. **29**, 75 (1954.)
62. Мещеряков, М. Г., и др., Исследования с очень быстрыми протонами и нейтронами (MESTSCHERJAKOW, M. G., u. a., Untersuchungen mit sehr schnellen Protonen und Neutronen), Отчёт АН СССР, 1953.
63. Джелепов, В., Казаринов, Ю., и Флягин, В., Рассеяние n — n (DSHELEPOW, B., KASARINOW, J., u. FLJAGIN, B., Streuung n — n), Отчёт АН СССР, 1953.
64. Мещеряков, М., Богачев, Н., и Неганов, Б., Рассеяние p — d (MESTSCHERJAKOW, M., BOGATSCHEW, N., u. NEGANOW, B., Streuung p — d), Отчёт АН СССР, 1953.
65. BIRGE, R. W., KRUSE, U. E., u. RAMSEY, N. F., Phys. Rev. **83**, 274 (1951).
66. OXLEY, C. L., u. SCHAMBERGER, R. D., Phys. Rev. **85**, 416 (1952).
67. TAULER, O. A., Phys. Rev. **85**, 1024 (1952).
68. CHAMBERLAIN, G., SEGRÈ, E., u. WIEGAND, C., Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
69. Мещеряков, М., Пискарёв, Е., Богачев, Н., и Неганов, Б., Рассеяние p — p (MESTSCHERJAKOW, M., PISKARJOW, E., BOGATSCHEW, N., u. NEGANOW, B., Streuung p — p), Отчёт АН СССР, 1953.
70. JASTROW, R., Phys. Rev. **81**, 165 (1951).
71. Богачев, Н., и Взоров, И., ДАН (BOGATSCHEW, N., u. WSOROW, I., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **99**, 931 (1954).
72. Мещеряков, М., Неганов, Б., Сороко, Л., и Взоров, И., ДАН (MESTSCHERJAKOW, M., NEGANOW, B., SOROKO, L., u. WSOROW, I., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **99**, 959 (1954).
73. Джелепов, В., Головин, Б., и Сатаров, В., Рассеяние нейтронов на ядрах (DSHELEPOW, W., GOLOWIN, B. u. SARATOW, W., Neutronenstreuung an Kernen), Отчёт АН СССР, 1953; ДАН (Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **99**, 943 (1954).
74. KELLY, E., LEITH, C., SEGRE, E., u. WIEGAND, C., Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
75. Джелепов, В. П., и Казаринов, Ю. М., ДАН (DSHELEPOW, W. P., u. KASARINOW, J. M., Ber. Akad. Wiss.) **99**, 939 (1954).
76. CHRISTIAN, R. S., u. HART, E. W., Phys. Rev. **77**, 441 (1950).
77. Проблемы современной физики (сборник) (Probleme der modernen Physik [Sammelwerk], Heft 7, Verl. ausl. Lit.), 1954.
78. Григорьев, Е. Л., Неупругое взаимодействие протонов в фотоэмульсий (GRIGORJEW, E. L., Unelastische Wechselwirkung von Neutronen in einer Fotoemulsion), Отчёт АН СССР, 1953.
79. PERRI, A. M., Bull. Amer. Phys. Soc. **26**, Nr. 1, 20 (1951).
80. BERNARDINI, G., NOTH, E. T., u. LINDENBAUM, S. J., Phys. Rev. **83**, 669 (1951); Bull. Amer. Phys. Soc. **26**, Nr. 1, 20, 1951.
81. DANYSZ, ROTBLAT, WERTENSTEIN ZYW, Nature **134**, 970 (1934).
82. Лукирский, П. И., и Царева, Т. В., ДАН (LUKIRSKI, P. J., u. ZAREWA, T. W., Ber. Akad. Wiss. UdSSR) **12**, Nr. 9, 411 (1936).
83. GRAHAM, D., u. SEABORG, G., Phys. Rev. **53**, 795 (1938).

84. SZILLARD, L., BERNSTEIN, S., FELD, B., u. ASHKIN, J., Phys. Rev., **73**, 1307 (1948).
85. BARSHALL, H. H., MANLEY, J. H., u. WEISSKOPF, V. F., Phys. Rev. **72**, 875 (1947); BARSHALL, H. H., BATTAT, M. B., BRIGHT, W. C., GRAVES, E. R., JORGENSEN, T., u. MANLEY, J. H., Phys. Rev. **72**, 881 (1947).
86. PHILLIPS, D. D., DAVIS, R. W., u. GRAVES, E. R., Phys. Rev. **88**, 600 (1952).
87. SHERMAN, D. F., HUGHES, D. J., u. WALLACE, J. R., Phys. Rev. **76**, 188 (1949); HUGHES, D. J., SHERMAN, D. F., Phys. Rev. **78**, 632 (1950); STELSON, P. H., u. GOODMAN, C., Phys. Rev. **82**, 69 (1951).
88. KIKUCHI u. a., Proc. Phys. Mat. Soc. (Jap.) **21**, 232; 410; 656 (1939).
89. HALBAN, BEGHIAN, u. GRACE PRESTON, Phys. Rev. **77**, 286 (1950); **82**, 969 (1951).
90. DAY, R. B., Phys. Rev. **89**, 908 (1953).
91. GOLDHABER, HILL u. SZILLARD, Rev. Mod. Phys. **24**, 179 (1952).
92. COHEN, S. G., Nature **161**, 475 (1948).
93. FRANCIS, MCCUE, u. GOODMAN, C., Phys. Rev. **89**, 1232 (1953).
94. MARTIN, H. C., DIVEN, B. C., u. TASCHEK, R. F., Phys. Rev. **93**, 199 (1954).
95. HUGHES, D. J., HARVEY, J. A., LOLDBERG, M. D., u. STAFM, M. J., Phys. Rev. **90**, 497, 1953.

KAPITEL V

1. Зельдович, Я. Б., и Харитон, Ю. Б., УФН (SELDOWITSCH, J. B., u. CHARITON, J. B., Fortschr. d. Phys.) **23**, 329 (1940); **25**, 381 (1941); ЖЭТФ (Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **10**, 29, 477 (1940).
2. Арцимович, Л., Курчатов, И., Мысовский, Л., и Палибин, П., ЖЭТФ (ARZIMOWITSCH, L., KURTSCHATOW, I., MYSSOWSKI, L., u. PALIBIN, P., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **5**, 659 (1935).
3. Судак и Кемпбелл, УФН (SYDAK u. CAMPBELL, Fortschr. d. Phys.) **42**, 118 (1950).
4. PLACZEK, G., Phys. Rev. **69**, 423 (1946).
5. MARSHAK, R. E., Rev. Mod. Phys. **19**, 185 (1947).
6. FERMI, E., Nuclear Physics, Chicago 1950.
7. FERMI, E., Ric. Scient. VII, 13 (1936).
8. Померанчук, И., ЖЭТФ (POMERANTSCHUK, I., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) **8**, 894 (1938); **17**, 769 (1947).
9. RAINWATER, L. J., u. HAVENS, W. W., Phys. Rev., **70**, 136 (1946).
10. ZINN, W. H., Phys. Rev. **71**, 752 (1947).
11. FERMI, E., MARSHALL, L., u. MARSHALL, J., Phys. Rev. **72**, 193 (1947).
12. Бете, Г. А., Физика ядра, Гостехиздат (BETHE, H. A., Kernphysik, Gostechisdat), 1948.
13. ANDERSON, H. L., FERMI, E., u. MARSHALL, L., Phys. Rev. **70**, 815 (1946).
14. Амальди, Э., и Ферми, Э., УФН (AMALDI, E., u. FERMI, E., Fortschr. d. Phys.) **17**, 343 (1937).
15. TITTMAN, J., Phys. Rev. **90**, 256 (1953).
16. GOLDHABER, M., u. O'NEAL, R., Phys. Rev. **60**, 834 (1941); **70**, I (1946).
17. BOTHE, W., u. JENSEN, P., Zschr. f. Phys. **122**, 749 (1944).
18. HEVERARD, H. G., LAURENCE, G. C., PANETH, H. K., u. SARGENT, B. W., Canad. Journ. Res. **25** A, 15 (1947).
19. SARGENT, B. W., BOOKER, D. V., u. CAVANAGH, P. H., Canad. Journ. Res. **25** A 134 (1947).
20. Ферми, Э., УФН (FERMI, E., Fortschr. d. Phys.) **32**, 54 (1947).
21. ANDERSON, H., FERMI, E., WATTENBERG, A., WEIL, G., u. ZINN, W., Phys. Rev. **72**, 16 (1947).

22. FINK, G. A., Phys. Rev. 50, 738 (1936).
23. Nucleonics 7, Nr. 6, 76 (1950).
24. KOVARSKI, L., Helv. Phys. Acta 23, 70 (1950).
25. DAHL, O., u. RANDERS, G., Nucleonics 9,5 (1951).
26. GOODMAN, G., The science and engineering of nuclear power, Vol. II. Cambridge Mass., 1949.

KAPITEL VI

1. Курчатов, И., и Арцимович, Л., ЖЭТФ (KURTSCHATOW, I., u. ARZIMOWITSCH, L., Zschr. f. exp. u. theor. Phys.) 5, 659 (1935).
2. BREIT, G., u. WIGNER, E., Phys. Rev. 48, 918 (1935).
3. Нейтронные эффективные сечения (сборник), ИЛ (Effektive Wirkungsquerschnitte für Neutronen [Sammelwerk], Verl. ausl. Lit.), 1951.
4. DUNNING, K., u. a., Phys. Rev. 48, 704 (1935).
5. FERMI, E., MARSHALL, L., u. MARSHALL, J., Phys. Rev. 72, 193 (1947).
6. SELOVE, W., Phys. Rev. 84, 869 (1951).
7. ALVAREZ, L., Phys. Rev. 54, 235 (1938); 54, 609 (1938).
8. HAVENS, W. W., u. RAINWATER, L. J., Phys. Rev. 83, 1123 (1951).
9. TITMAN, J., u. SHEER, C., Phys. Rev. 83, 746 (1951).
10. ZINN, W. H., Phys. Rev. 71, 752 (1947).
11. HURST, D. G., PRESSESKI, A. J., u. TUNNICLIFFE, P. R., Rev. Scient. Instr. 21, 705 (1950).
12. HOFFMAN, J., u. LIVINGSTON, M., Phys. Rev. 52, 1228 (1937).
13. Бете, Г. А., Физика ядра, Гостехиздат (BETHE, H. A., Kernphysik, Gostechisdat), 1948.
14. ANDERSON, H., FERMI, E., WATTENBERG, A., WEIL, G., u. ZINN, W., Phys. Rev. 72, 18 (1947).
15. WEINBERG, A. M., u. SHWEINLER, H. C., Phys. Rev. 74, 851 (1948).
16. HOOVER, J. J., u. a., Phys. Rev. 74, 864 (1948).
17. BENOIST, P., KOVARSKI, L., u. NETTER, F., Journ. Phys. Rad. 12, 584 (1951).
18. ROSS, M., u. STORY, J. S., Rep. Progr. Phys. 12, 291 (1949).
19. SEREN, L., FRIEDLANDER u. TURKEL, S., Phys. Rev. 72, 838 (1947).
20. DUNNING, J., PEGRAM, G., FINK, G., u. MITCHELL, D., Phys. Rev. 48, 265 (1935).
21. LANGSDORF, A. S., u. ARNOLD, W., Phys. Rev. 72, 167 (1947).
22. HARRIS, S. P., MUELHAUSE, S. O., u. THOMAS, G. E., Phys. Rev. 79, 11 (1950).
23. FERMI, E., Nuclear Physics, Chicago 1950.
24. Ландау, Л., и Лифшиц, Б., Квантовая механика, Гостехиздат (LANDAU, L., u. LIFSCHIZ, B., Quantenmechanik, Gostechisdat), 1948.
25. HUGHES, D. J., u. BURGY, M. T., Phys. Rev. 81, 498 (1951).
26. SHULL, C. G., Phys. Rev. 81, 626 (1951).
27. HALPERN, O., Phys. Rev. 82, 753 (1951).
28. Озеров, Р. П., УФН (OSJOROW, R. P., Fortschr. d. Phys.) 47, 445 (1952).
29. Проблемы современной физики (сборник), в. 15, часть II (Probleme der modernen Physik [Sammelwerk], Heft 15, Teil II), 1952.

KAPITEL VII

1. FERMI, E., u. MARSHALL, L., Phys. Rev. 71, 666 (1947).
2. ALCOCK, N. Z., u. HURST, D. G., Phys. Rev. 83, 1100 (1951).
3. GOLDSTEIN, L., Phys. Rev. 83, 225 (1951).

4. Исследования радиоактивных излучений кристалло-диффракционным методом (Сборник) под. ред. Боровского И. Б., ИЛ (Untersuchung radioaktiver Strahlung an Hand der Beugung an Kristallen [Sammelwerk] unter Red. von BOROWSKI, I. B., Verl. ausl. Lit.), 1949.
5. FERMI, E., STURM, W. J., u. SACHS, R. G., Phys. Rev. **71**, 589 (1947).
6. SHULL, C. G., WOLLAN, E. O., MORTON, G. A., u. DAVIDSON, W. L., Phys. Rev. **73**, 842 (1948).
7. WOLLAN, E. O., DAVIDSON, W. L., u. SHULL, C. G., Phys. Rev. **75**, 1348 (1949).
8. SHULL, C. G., u. WOLLAN, E. O., Phys. Rev. **81**, 527 (1951).
9. Озеров, Р. П., УФН (OSJOROW, R. P., Fortschr. d. Phys.) **45**, 481 (1951).
10. WOLLAN, E. O., SHULL, C. G., u. MARNEY, M. C., Phys. Rev. **73**, 527 (1948).
11. Ахиезер, А., и Померанчук, И., Вопросы теории ядра, Гостехиздат (ACHIESER, A., u. POMERANTSCHUK, I., Probleme der Kerntheorie, Gostechisdat), 1948.
12. FERMI, E., u. ZINN, W. H., Phys. Rev. **70**, 103, (1948).
13. SHULL, C. G., u. WOLLAN, E. O., Phys. Rev. **81**, 527 (1951).
14. BURGY, M. T., u. RINGO, G. R., Phys. Rev. **84**, 1160 (1951).
15. MCREYNOLDS, A. W., Phys. Rev. **84**, 969 (1951).